A. N. Zaidel, G. V. Ostrovskaia, I. I. Ostrovski

Tehnica și practica spectroscopiei

Ediția a doua
îmbunătățită și adăugită

Versiunea românească de ALEXANDRINA JEFLEA
Prefața la ediția în limba română de
prof. univ. dr. IANCU IOVA

6 Aug 1997 Bacău

Editura Științifică și Enciclopedică
București, 1984

A. N. Zaidel, G. V. Ostrovskaia, I. I. Ostrovski

TEHNICA ȘI PRACTICA SPECTROSCOPIEI

PREFAȚĂ LA EDIȚIA ÎN LIMBA ROMÂNĂ

Descendenți de mare prestigiu ai școlii leningrădene de spectroscopie optică, autorii lucrării *Tehnica și practica spectroscopiei*, A. N. Zaidel, G. V. Ostrovskaia și I. I. Ostrovski, au adus contribuții originale deosebit de importante la dezvoltarea cunoștințelor despre dispersia anomală, intensitățile cuantice de oscilație ale atomilor, radiațiile descărcărilor electrice în gaze, interacțiunile radiațiilor cu sistemele atomo-moleculare și, în ultimul timp, la fizica laserilor și holografie. Aproape că nu există laborator important de spectroscopie, în lume, în care tabelele de linii spectrale ale autorilor Zaidel, Prokofiev și Karski, din școala sus-amintită, să nu constituie cartea de căpătîi a oricărui spectroscopist analist.

Cartea de față, grefată esențialmente pe experiența proprie, acumulată în decursul anilor, pe succesele mari, înregistrate pe plan mondial de specialiștii din U.R.S.S., aduce la zi cele mai importante aspecte, ale uneia dintre cele mai importante metode de investigare a structurii materiei din epoca noastră, tehnica și practica spectroscopiei.

În partea introductivă autorii tratează în profunzime unele noțiuni fundamentale, comune tuturor domeniilor spectroscopiei și instrumentelor de măsură ca : mărimile spectrale de măsurat, caracteristicile esențiale ale tuturor aparatelor spectrale și lărgirea liniilor spectrale de către aparatele spectrale însele (profilul instrumental al liniilor, semilărgimea de aparat a liniilor spectrale, rolul erorilor de măsură în reducerea profilului instrumental, puterea de rezoluție a aparatelor spectrale), atrăgînd de la început atenția asupra unei lucrări de înaltă ținută științifică.

În primele două capitole sînt tratate în amănunt, cu multe detalii de tehnologia elaborării lor, elementele constructive fundamentale ale celor mai multe aparate destinate analizelor spectrale curente, prisma și rețeaua de difracție.

Capitolul 3 este destinat clasificării aparatelor spectrale și caracteristicilor lor fundamentale (dispersia, puterea de rezoluție, luminozitatea, transmisia de energie luminoasă prin aparatul spectral), iar capitolul 4 prezentării tipurilor de aparate destinate analizelor spectrale și elementelor lor constructive (aparate cu recepție vizuală, monocromatoare, spectrografe cu prismă, spectrografe cu rețea de difracție, aparate cu înregistrare fotoelectrică).

O atenție deosebită se acordă în capitolul 5 iluminării și focalizării aparatelor spectrale.

În capitolul 6 se tratează aparatele spectrale cu mare putere de rezoluție, reprezentate esențialmente de aparatele spectrale interferențiale, puternic implicate în studiul profilului, structurii hiperfine și izotopice ale liniilor spectrale și în studiul compoziției izotopice a elementelor. O pondere importantă în carte o au aparatele spectrale moderne, cu înregistrare cu rezoluție temporală (capito-

lul 7), și cele cu modulare selectivă, în rîndul cărora intră și spectrometrele Fourier (capitolul 8).

Filtrele optice de diferite tipuri (de absorbție, de reflexie, interferențiale, de dispersie, de interferență-polarizare) cu multiple implicații în studiul structurii luminii și în diferitele ramuri ale spectroscopiei analitice își găsesc, de asemenea, locul cuvenit în această lucrare (capitolul 9).

Atît pentru spectroscopia de emisie, cît și pentru cea de absorbție o importanță deosebită o prezintă izvoarele spectrale, în care se produce mecanismul intim al emisiei radiante sau care mijlocesc interacțiunea intimă a radiației cu sistemele atomo-moleculare. În capitolul 10, se tratează, cu ponderea cuvenită, atît izvoarele de spectre continue cît și cele de spectre discrete, începînd de la cele mai simple izvoare termice, pînă la cele mai perfecționate, folosind calitățile deosebite și performanțele laserilor.

Nu mai puțină atenție acordă autorii metodelor și tehnicilor de măsurare a lungimilor de undă (capitolul 11) și metodelor și tehnicilor de măsurare a energiilor din spectrele de linii sau continue (capitolul 12).

Capitolul 13 este destinat cercetării spectrelor de absorbție, unde sînt abordate și elucidate probleme referitoare la: observarea spectrelor de absorbție, caracteristicile de bază ale spectrelor de absorbție de linii și particularitățile determinărilor lor experimentale, metodele de obținere a straturilor absorbante și altele.

În capitolul 14, destinat prezentării metodelor de studiu al dispersiei anomale, odată cu prezentarea diferitelor metode devenite clasice pentru acest domeniu, autorii prezintă în amănunt și cu multă acuratețe metoda „cîrligelor", prioritate a cercetării științifice din Uniunea Sovietică, la dezvoltarea căreia autorii înșiși au adus fundamentale contribuții.

Prin conținut, prin nivelul științific, prin numeroasele sale implicații în știință și tehnică, lucrarea *Tehnica și practica spectroscopiei* constituie un eveniment editorial deosebit și rămîne o carte de referință în literatura de specialitate a genului.

Prof. dr. IANCU IOVA
Șeful catedrei de optică-spectroscopie, plasmă și laseri,
Universitatea din București

PREFAȚĂ LA EDIȚIA A DOUA

În ediția a doua au fost efectuate unele completări legate de dezvoltarea tehnicii spectrale în ultimii cinci ani. În acest timp s-au extins foarte mult domeniile de aplicație ale spectroscopiei laser, care au deschis noi posibilități, unice, rezolvării unor probleme spectrale. Capitolul 15, consacrat acestei chestiuni, a fost scris, la rugămintea noastră, de V. P. Cebotaev.

În practica curentă pătrund din ce în ce mai mult fotodiodele, care au o serie de avantaje față de fotomultiplicatori. Au luat naștere unele metode noi, ca, de exemplu, spectroscopia Hadamard, și s-au construit aparate noi. Tuturor acestora ne-am străduit să le acordăm atenția cuvenită. În același timp, au fost comprimate capitolele care au o însemnătate principială mai mică. Conținutul cărții și ordinea prezentării ei au rămas aceleași.

Autorii sînt recunoscători lui N. I. Kaliteevski și lui J. Ș. Veno pentru observațiile pe care le-au făcut la prima ediție a cărții. De asemenea, ne exprimăm recunoștința față de I. I. Breido, V. S. Egorov, A. S. Moskaleva, I. M. Naghibina, I. A. Tolmacev, A. A. Halfin și I. V. Șmarțev pentru analiza diferitelor capitole ale cărții, iar față de O. V. Gran pentru ajutorul în pregătirea pentru tipar a celei de a doua ediții.

DIN PREFAȚA LA EDIȚIA ÎNTÎI

Rezolvarea experimentală a majorității problemelor de spectroscopie se reduce la studiul compoziției spectrale și al strălucirii radiației, la analiza distribuției acestor mărimi pe suprafața sursei și a variației lor în timp. Aceste analize se efectuează cu ajutorul unor instalații care conțin trei elemente principale : aparatul spectral, receptorul de radiație și dispozitivul de măsurare. Aparatul spectral descompune radiația în spectru, receptorul transformă energia pe care o primește, iar dispozitivul de măsurare permite măsurarea distribuției spectrale, a distribuției spațiale sau a distribuției în timp a radiației.

Construcția și parametrii fiecăruia dintre aceste elemente pot fi extrem de diferite, în funcție de caracterul problemei de rezolvat. Prezenta carte conține tocmai descrierea acestor instalații, a metodelor și a procedeelor de lucru cu ele.

Construcția aparatelor spectrale și tehnica lucrului cu ele sînt tratate într-un mare număr de cărți apărute în limba rusă. Unele dintre ele [1, 2, 3] sau, de exemplu, excepționala carte a lui S. E. Friș, *Tehnica spectroscopiei*, au fost elaborate demult, astfel încît nu mai corespund în mare măsură stării actuale a problemei. În altele sînt tratate numai anumite chestiuni ale analizei spectrale — aparatele spectrale [4—7], receptorii [8—11], metodele analizei spectrale [12—16], domeniul infraroșu [17—19], domeniul vacuum ultraviolet [20], spectroscopia de înaltă rezoluție [21—23].

În cartea noastră expunerea metodelor analizei spectrale se va limita în special la domeniul de lungimi de undă cuprins între 2 000 și 10 000 Å. O atenție deosebită a fost acordată spectroscopiei atomice. Metodele spectroscopiei moleculare precum și ale spectroscopiei fazei condensate prezintă un interes de sine stătător (v., de pildă, [14, 24, 25]) și nu au fost tratate aici.

În selectarea materialului un rol însemnat l-au jucat, se înțelege, preferințele și experiența autorilor. Pentru o carte consacrată metodelor experimentale, acest fapt ni s-a părut deosebit de important, deoarece procedeele și tehnica experimentală au rămas, într-o mare măsură, pînă acum, o artă, transmisă în laboratoare din generație în generație.

Cartea a fost scrisă ca manual la cursul de spectroscopie aplicată pentru studenții universităților și ai altor institute de învățămînt superior. De aceea, autorii nu și-au propus ca scop să întocmească o bibliografie exhaustivă a problemelor examinate. Referirile bibliografice au fost indicate, de obicei, în cazurile în care în ele sînt menționate rezultate concrete ale cercetărilor realizate în ultimii 10—15 ani, iar uneori pentru trimiterea la sursele în care problema este examinată mai amănunțit.

INTRODUCERE

§ 1. MĂRIMILE MĂSURABILE

Pentru măsurarea puterii, a energiei și a altor caracteristici ale radiației, în spectroscopie se utilizează de obicei unități energetice, nu unități fotometrice. Mărimile fotometrice sînt legate de mărimile energetice prin funcția de eficiență luminoasă (vizibilitate) relativă, care este diferită de zero numai în domeniul vizibil al spectrului. Din această cauză, în domeniul lungimilor de undă mai mici decît 3 600 Å și mai mari decît 7 000 Å noțiuni ca lumenul, luxul, stilbul își pierd sensul. Cu toate acestea, noțiunile de strălucire, flux luminos, iluminare se păstrează în spectroscopie, atît pentru domeniul ultraviolet, cît și pentru domeniul infraroșu, fără a ține cont că își pierd sensul inițial, legat de percepția vizuală. Totuși, în măsurătorile spectrale, drept unități se utilizează fie unitățile din sistemul internațional sau C.G.S., fie unitățile folosite în fizica atomică: electronvoltul, pentru măsurarea energiei termenilor, numărul de cuante pe secundă, pentru exprimarea mărimii fluxului luminos ș.a. În continuare, vom defini mărimile principale, cu care vom avea de a face, și vom da notațiile lor.

Fluxul de energie radiantă este o mărime analoagă fluxului luminos. Uneori i se spune, mai simplu, flux. Conform definiției, fluxul (Φ) este cantitatea de energie radiantă într-un anumit interval de lungimi de undă ($\lambda_1 - \lambda_2$), care traversează în unitatea de timp o suprafață oarecare, σ. Fluxul are dimensiunea unei puteri și se măsoară, de obicei, în watt sau microwatt. Adesea, în afară de fluxul integral, Φ, este nevoie să folosim și fluxul spectral, adică fluxul incident, φ_λ, ce revine unității de interval de lungimi de undă, sau fluxul incident, φ_ν, pe intervalul de frecvențe unitate. Fluxul integral este legat de fluxul spectral prin relația

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_\lambda \, d\lambda = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \varphi_\nu \, d\nu. \tag{1}$$

Iluminarea, E, este fluxul incident pe unitatea de arie a suprafeței iluminate. Iluminarea se măsoară în watt pe 1 cm². Adesea iluminarea se exprimă prin numărul de cuante pe secundă, incidente pe 1 cm².

Strălucirea unei surse într-o anumită direcție este fluxul emis de unitatea de suprafață aparentă în interiorul unității de unghi solid,

$$B_\varphi = \frac{d\Phi}{\sigma \cos \varphi \, d\Omega}. \tag{2}$$

În ultima relație σ este aria suprafeței emițătoare, $d\Omega$ — unghiul solid în care este emis fluxul $d\Phi$, φ — unghiul dintre normala la suprafața σ și direcția de observare.

Pentru o largă clasă de surse strălucirea nu depinde de direcția de observare. În aceste cazuri se renunță la indicele φ și strălucirea se notează cu B. Mai corect ar fi ca această mărime să se numească strălucire integrală. Strălucirea spectrală, b_λ (sau b_ν) este legată de strălucirea integrală prin relația

$$B = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda \, d\lambda = \int_{\nu_1}^{\nu_2} b_\nu \, d\nu. \tag{3}$$

Unitatea de măsură a strălucirii este watt pe cm^2, în unitatea de unghi solid, W/(cm^2·steradian). Strălucirea spectrală, ca și fluxul spectral, se raportează la unitatea de interval de lungimi de undă sau de frecvențe.

Intensitatea liniilor spectrale, I, se definește drept puterea radiată de unitatea de volum a unei surse într-un interval de lungimi de undă care corespunde întregii lărgimi a unei linii spectrale date

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} i_\lambda \, d\lambda, \tag{4}$$

unde i_λ este puterea spectrală de emisie, care corespunde acelei linii. Drept limite de integrare se aleg acele lungimi de undă pentru care i_λ scade practic la zero. Pentru că i_λ scade de obicei suficient de repede la zero, limitele de integrare pot fi extinse. În acest caz, mărimea I tinde la o anumită limită, încît putem scrie

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} i_\lambda \, d\lambda. \tag{5}$$

Asemenea limite de integrare sînt de obicei comode pentru calcule teoretice, în timp ce pentru măsurători ne putem limita la distanțe relativ mici de centrul liniei. Uneori termenul de intensitate se utilizează și într-un sens mult mai larg, numind astfel pe oricare dintre mărimile proporționale cu pătratul amplitudinii undei luminoase.

Expunerea, H, este energia incidentă pe unitatea de suprafață a plăcii fotografice,

$$H = Et. \tag{6}$$

În majoritatea analizelor spectrale se efectuează măsurători relative, nu absolute, și, prin urmare, toate mărimile se exprimă într-o scară relativă convențională. În cazul unor măsurători energetice absolute se utilizează unitățile energetice obișnuite: J, erg, W/cm^2, erg/cm^2 etc.

Lungimea de undă a radiației, λ, este mărimea de bază cu care are de a face spectroscopistul. Mai logic ar fi ca pentru caracterizarea radiației să se folosească frecvențele, $\nu = c/\lambda$, numerele de undă, $\bar{\nu} = \nu/c_0$ sau pulsațiile $\omega = 2\pi\nu$ (c este viteza luminii într-un anumit mediu, c_0 — viteza luminii în vid). Aceste mărimi se determină numai cu ajutorul proprietăților sursei, în timp ce lungimea de undă depinde de indicele de refracție al mediului. Frecvențele și numerele de undă se utilizează de obicei pentru analiza domeniilor radio și infraroșu. Studiul acestor domenii s-a dezvoltat mult mai tîrziu decît spectroscopia radiațiilor vizibilă și ultravioletă pentru care încă este mai obișnuită

măsurarea lungimilor de undă și nu a frecvențelor. Toate datele tabelate din literatura de specialitate sînt prelucrate în lungimi de undă, nu în numere de undă. Acest fapt determină în fond tradiția utilizării lungimii de undă λ drept caracteristică cantitativă fundamentală a liniilor spectrale.

Unitatea de lungime cea mai frecvent folosită pentru exprimarea lungimii de undă este *ångströmul* ($1\ \text{Å} = 10^{-10}\ \text{m}$). Sistemul internațional recomandă ca unitate de măsură pentru lungimile de undă *nanometrul* ($1\ \text{nm} = 10^{-9}\ \text{m} = 10\ \text{Å}$). Pe lîngă aceste unități, adesea se mai utilizează și micrometrul (mai demult i se spunea *micron*) ($1\ \mu\text{m} = 10^{-6}\ \text{m} = 10^{4}\ \text{Å}$) și milimicronul ($10^{-9}\ \text{m} = 10\ \text{Å}$).

Numerele de undă se măsoară în *centimetri la minus unu* (cm^{-1}) (numărul de lungimi de undă dintr-un centimetru).

Frecvențele se măsoară în *hertz* ($1\ \text{Hz} = 1\ \text{s}^{-1}$) (astfel încît unei lungimi de undă de 5000Å îi corespunde frecvența de $6 \cdot 10^{14}$ Hz), iar diferențele mici de frecvențe, care corespund unor lărgimi foarte înguste ale liniilor spectrale, se exprimă uneori în *megahertz*. Din relația

$$\delta\nu = -\frac{c}{\lambda^2}\,\delta\lambda$$

este ușor de văzut că în domeniul vizibil al spectrului ($\lambda = 5000$ Å) unei lărgimi a liniei de 100 MHz îi corespunde $\delta\lambda \approx 10^{-3}$ Å.

§ 2. CARACTERISTICILE APARATELOR SPECTRALE

Orice aparat spectral realizează de fapt o analiză armonică a radiației incidente. În optică această analiză se obține în primul rînd cu ajutorul elementului dispersiv, care deviază razele de lungimi de undă diferite sub unghiuri diferite.

Există și alte principii de analiză spectrală a radiației. Dintre acestea vom menționa filtrele selective, care lasă să treacă numai lumina dintr-un anumit domeniu spectral îngust, diferite aparate a căror funcționare se bazează pe interferența multiplă precum și unele tipuri noi de aparate, care se bazează pe modulația selectivă a radiației în frecvență și, respectiv, în amplitudine (spectrometre Fourier și sistemul SISAM).

Un aparat spectral trebuie considerat ideal numai dacă distribuția în energie la ieșire nu depinde de construcția și de particularitățile lui, ci este determinată numai de proprietățile sursei de lumină. În realitate, atît aparatul spectral, cît și receptorul de radiație introduc aberații.

Să examinăm o schemă tipică pentru o instalație spectrală (fig. 1). Ea conține fanta, 1, elementul de dispersie, 2, dispozitivul de focalizare, 3. Spectrul,

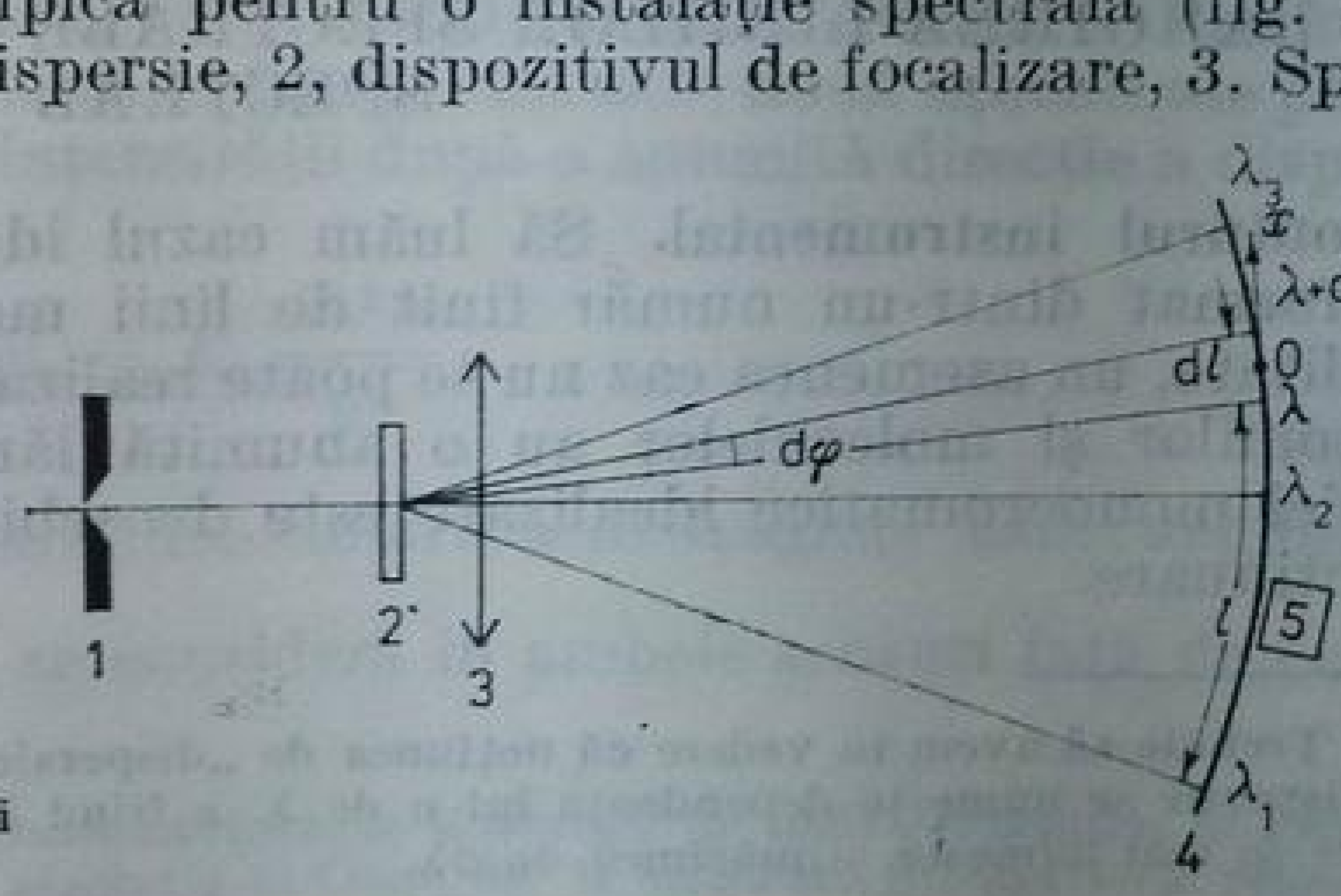


Fig. 1. Schema generală a unui aparat spectral.

care reprezintă o succesiune discretă sau continuă de imagini ale fantei, formate de razele de diferite lungimi de undă (λ_1, λ_2, λ_3, ...), se formează pe suprafaţa focală, 4. Aceste imagini ajung la receptorul 5, care poate fi ochiul, o placă fotografică, un fotoelement, un termocuplu etc. În funcţie de procedeul de detecţie — vizual, fotografic sau fotoelectric — aparatul spectral se numeşte spectroscop, spectrograf sau spectrometru. În ultimul caz receptorul nu are posibilitatea determinării poziţiei spaţiale a diferitelor elemente ale spectrului şi, pentru separarea lor, pe suprafaţa focală a aparatului se montează una sau mai multe diafragme.

Variaţia unghiului de deviaţie a razei, φ, cu lungimea de undă, λ, caracterizează *dispersia unghiulară a aparatului*,

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{7}$$

Un aparat se mai caracterizează şi prin dispersia liniară, D_l, numită simplu „dispersie" *. Conform definiţiei, dispersia liniară, D_l, este

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}, \tag{8}$$

unde l este lungimea arcului considerat de la un punct dat al suprafeţei focale pînă în locul de intersecţie al suprafeţei focale cu raza. În locul acestei mărimi un aparat se caracterizează adesea cu ajutorul mărimii inverse (*dispersia inversă*)

$$\frac{1}{D_l} = \frac{d\lambda}{dl}. \tag{9}$$

Dispersia inversă se măsoară, de obicei, în ångströmi pe milimetru.

Din întreaga energie emisă de sursă, receptorul detectează numai o anumită parte, care reuşeşte să ajungă la acesta trecînd prin aparatul spectral. Ea defineşte caracteristica denumită *luminozitatea aparatului*; ea este diferită pentru radiaţii de lungimi de undă diferite. Sensibilitatea receptorilor depinde, şi ea, de lungimea de undă. Capacitatea unui aparat de a separa două linii spectrale cît mai apropiate între ele defineşte *puterea de separare* sau *puterea de rezoluţie* a acestuia.

Formularea cantitativă a acestor noţiuni va fi dată în următoarele paragrafe.

§ 3. LĂRGIREA LINIILOR SPECTRALE PRODUSĂ DE APARATUL SPECTRAL

Conturul instrumental. Să luăm cazul ideal, în care spectrul de emisie ar fi format dintr-un număr finit de linii monocromatice, perfect separate. În realitate, un asemenea caz nu se poate realiza din cauză că nivelele energetice ale atomilor şi moleculelor au o anumită lărgime finită. Însă introducerea radiaţiei monocromatice idealizate este deosebit de utilă, aşa cum vom vedea în continuare.

---

* Trebuie să avem în vedere că noţiunea de „dispersie" se foloseşte în spectroscopie şi în alt sens. Dispersie se numeşte dependenţa lui n de λ, n fiind indicele de refracţie al mediului; dar tot dispersie se mai numeşte şi mărimea $dn/d\lambda$.

Dacă un aparat nu ar introduce aberații în distribuția spectrală a energiei acestei surse idealizate, atunci la ieșirea din aparat am obține o serie de linii spectrale infinit de înguste. În realitate însă, liniile spectrale obținute într-un aparat dat, chiar dacă ar corespunde unor radiații perfect monocromatice, vor avea totdeauna o lărgime finită. Acest fapt provine din următoarele cauze: 1) linia spectrală este imaginea fantei de intrare, care, într-un aparat real, are totdeauna o lărgime finită; 2) fenomenele de difracție din aparat lărgesc imaginea geometrică; 3) aberațiile și imperfecțiunile sistemului optic contribuie, de asemenea, la lărgirea imaginii; 4) la rîndul său, dispozitivul de înregistrare lărgește, și el, imaginea dată de aparat.

În funcție de particularitățile constructive ale aparatului respectiv, oricare dintre aceste cauze poate deveni cea importantă. Uneori contribuția principală în lărgirea liniilor poate fi atribuită numai unei perechi dintre factorii menționați, pe cînd alteori toate cauzele contribuie în mod egal.

Prin urmare, orice aparat spectral care detectează o radiație monocromatică înregistrează de fapt un anumit contur, de lărgime finită. Fiecărui element al acestui contur îi revine un semnal

$$\mathrm{d}\Phi = \Phi f(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda, \tag{10}$$

unde Φ este semnalul integral, care corespunde fluxului total înregistrat.

Funcția $f(\lambda)$ este determinată de proprietățile aparatului spectral și poartă numele de *funcție de aparat* sau *contur instrumental*. Din (10) rezultă că funcția de aparat se supune condiției de normare

$$\int_0^\infty f(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda = 1. \tag{11}$$

Într-un spectrograf fiecărei lungimi de undă, λ, îi va corespunde un unghi de deviație φ și deci un punct cu coordonata x, bine determinat pe suprafața focală. Din această cauză, funcția de aparat poate fi exprimată, de asemenea, și ca $f(x)$ sau ca $f(\varphi)$. Dacă nu se ține cont de lărgimea conturului produs și de placa fotografică, atunci funcția $f(\lambda)$ este proporțională cu distribuția iluminării create de sursa monocromatică pe suprafața focală a spectrografului.

Forma conturului instrumental poate fi foarte diferită. Să examinăm unele cazuri particulare, care apar atunci cînd se lucrează cu spectrografele cu prismă sau cu cele cu rețea de difracție *.

1. Să presupunem că fanta aparatului este infinit de îngustă și că imaginea ei se lărgește numai ca urmare a difracției luminii pe marginile prismei. În acest caz, funcția de aparat se calculează cu ajutorul formulei difracției Fraunhofer printr-o fantă dreptunghiulară, ale cărei limite sînt cele două muchii ale prismei sau marginile rețelei. Distribuția intensității după o anumită direcție a dispersiei va fi dată de funcția

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}. \tag{12}$$

Aici $u = \dfrac{\pi b}{\lambda} \sin\varphi$, b fiind dimensiunea liniară a diafragmei care delimitează lărgimea fasciculului. Unghiul φ se consideră în ambele sensuri față de centrul imaginii fantei.

* Alte cazuri, care se referă la monocromatoare, la aparatele de înaltă rezoluție, la aparatele cu modulație selectivă și la aparatele cu rezoluție în timp, vor fi analizate în capitolele respective.

Pentru unghiuri mici, $\sin \varphi \approx \varphi$, iar formula (12) capătă forma

$$\frac{E_\varphi}{E_0} = \frac{\sin^2 \frac{\pi b}{\lambda} \varphi}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \varphi \right)^2} \tag{13}$$

Din relația (13) se vede că iluminarea E_φ este egală cu zero pentru $\varphi = k\lambda/b$, în care k este un număr întreg. Excepție face cazul în care $k = 0$,

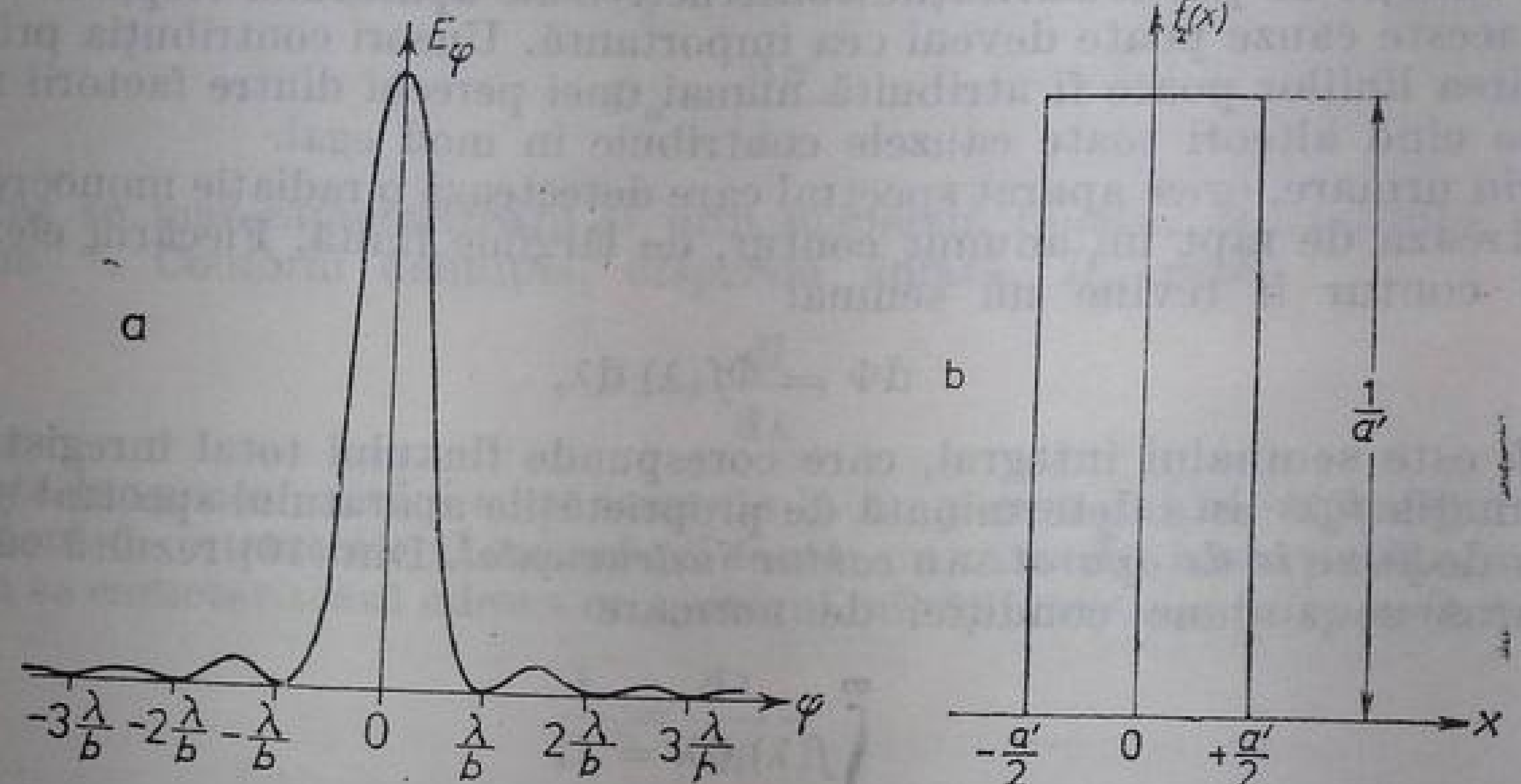


Fig. 2. Contur instrumental de difracție (a) și contur instrumental dreptunghiular (b).

pentru care se observă valoarea maximă, $E_\varphi = E_0$. Între minimele funcției E_φ se află maxime secundare.

Graficul de distribuție a intensității este dat în figura 2. Funcția care descrie distribuția intensității în planul focal se întinde la infinit în ambele sensuri, însă intensitatea maximelor scade repede odată cu creșterea numărului de ordine al maximului, aproximativ după legea

$$\left(\frac{E_\varphi}{E_0} \right)_{\max} = \frac{4}{\pi^2 (2k+1)^2} . \tag{14}$$

Pentru primul maxim $k = 1$, pentru al doilea $k = 2$ ș.a.m.d.

Această expresie se obține ușor din (13), dacă presupunem că maximele funcției E_φ apar la $\varphi = \frac{2k+1}{2} \lambda/b$. În realitate, maximele se observă pentru valori ale lui φ puțin diferite: primul maxim pentru $\varphi = \frac{2,86}{2} \lambda/b$, în loc de $\frac{3}{2} \lambda/b$, al doilea pentru $\varphi = \frac{4,92}{2} \lambda/b$, în loc de $\frac{5}{2} \lambda/b$ etc.

Din relația (14) rezultă că mărimile intensităților în maximele de difracție succesive se exprimă prin rapoartele $1 : 4/9\,\pi^2 : 4/25\,\pi^2 : 4/49\,\pi^2$ ș.a.m.d. Lărgimea domeniului $\Delta\varphi$ pe care-l cuprinde maximul zero este egală cu $2\lambda/b$. Celelalte maxime au lărgimea λ/b.

Introducînd în locul unghiului φ distanța x considerată de la centrul liniei de-a lungul liniei de dispersie ($\varphi = x/r$), obținem pentru distribuția intensității în planul focal

$$f_1(x) = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\frac{x}{r}\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\frac{x}{r}\right)^2}. \tag{15}$$

În cazul schemelor obișnuite de spectrografe r este egal cu distanța focală a lentilei care formează imaginea liniei în planul focal.

Introducînd mărimea $\delta l = (\lambda/b)r$, egală cu distanța dintre maximul principal și cel mai apropiat minim, relația (15) poate fi scrisă sub forma

$$f_1(x) = \frac{\sin^2(\pi x/\delta l)}{(\pi x/\delta l)^2}. \tag{16}$$

2. Să examinăm acum cazul unei fante largi, iluminată cu o radiație monocromatică. Vom considera că lărgimea imaginii geometrice a fantei întrece de multe ori lărgimea imaginii maximului de difracție zero. În acest caz fenomenele de difracție pot fi neglijate, iar iluminarea în planul focal va fi aceeași în toate imaginile fantei. Conturul instrumental este descris de funcția

$$f_2(x) = \begin{cases} 1/a', & \text{pentru } |x| \leqslant a'/2, \\ 0, & \text{pentru } |x| \geqslant a'/2, \end{cases} \tag{17}$$

unde a' este lărgimea imaginii fantei. Graficul acestei funcții este dat în figura 2b.

3. Să analizăm, în fine, cazul în care fanta este largă, însă nu într-atît încît să se poată neglija fenomenele de difracție de la marginile prismei, și să obținem forma conturului instrumental pentru acest caz.

Fanta poate fi considerată ca o sursă de lumină de lărgime finită. S-o împărțim într-o serie de surse înguste, de lărgime dy, care se află la distanța y de centrul sursei. Vom considera că sursele elementare individuale sînt necoerente. Cu alte cuvinte, prin suprapunerea undelor luminoase care vin de la aceste surse nu se produce interferență, astfel încît se însumează energiile undelor luminoase, nu amplitudinile lor. Calculul poate fi efectuat ușor și pentru cazul în care fiecare element al fantei ar emite lumină coerentă.

Fiecare element al fantei poate fi considerat ca o fantă infinit de îngustă, care emite lumină monocromatică. În planul focal fiecare asemenea element produce o intensitate care este dată de funcția (15). Pentru a calcula intensitatea într-un anumit punct al suprafeței focale, căruia îi corespunde lungimea de undă λ, trebuie însumate intensitățile produse în acest punct de figurile de difracție ale tuturor surselor elementare în care a fost împărțită fanta (fig. 3).

Unui element al fantei care are coordonata y' îi va corespunde o imagine de difracție cu coordonata maximului principal, x'. Iluminarea produsă de acest element în suprafața focală este descrisă de funcția (16), în care argumentul x trebuie înlocuit cu $x - x'$, corespunzător deplasării maximului cu mărimea x' de la originea axelor de coordonate.

Iluminarea totală, dată de toate porțiunile elementare ale fantei, se poate obține integrînd funcția $f_1(x - x')$ în raport cu x', între limitele de integrare

$-a'/2$ și $+a'/2$, care corespund punctelor marginilor imaginii geometrice a fantei. Ea va fi dată deci de funcția

$$F(x) = \int_{-a'/2}^{+a'/2} f_1(x - x')\,\mathrm{d}x' = \int_{-a'/2}^{+a'/2} \frac{\sin^2[\pi(x - x')/\delta l]}{[\pi(x - x')/\delta l]^2}\,\mathrm{d}x'. \quad (18)$$

Graficul acestei funcții este reprezentat în figura 3 prin curba punctată.

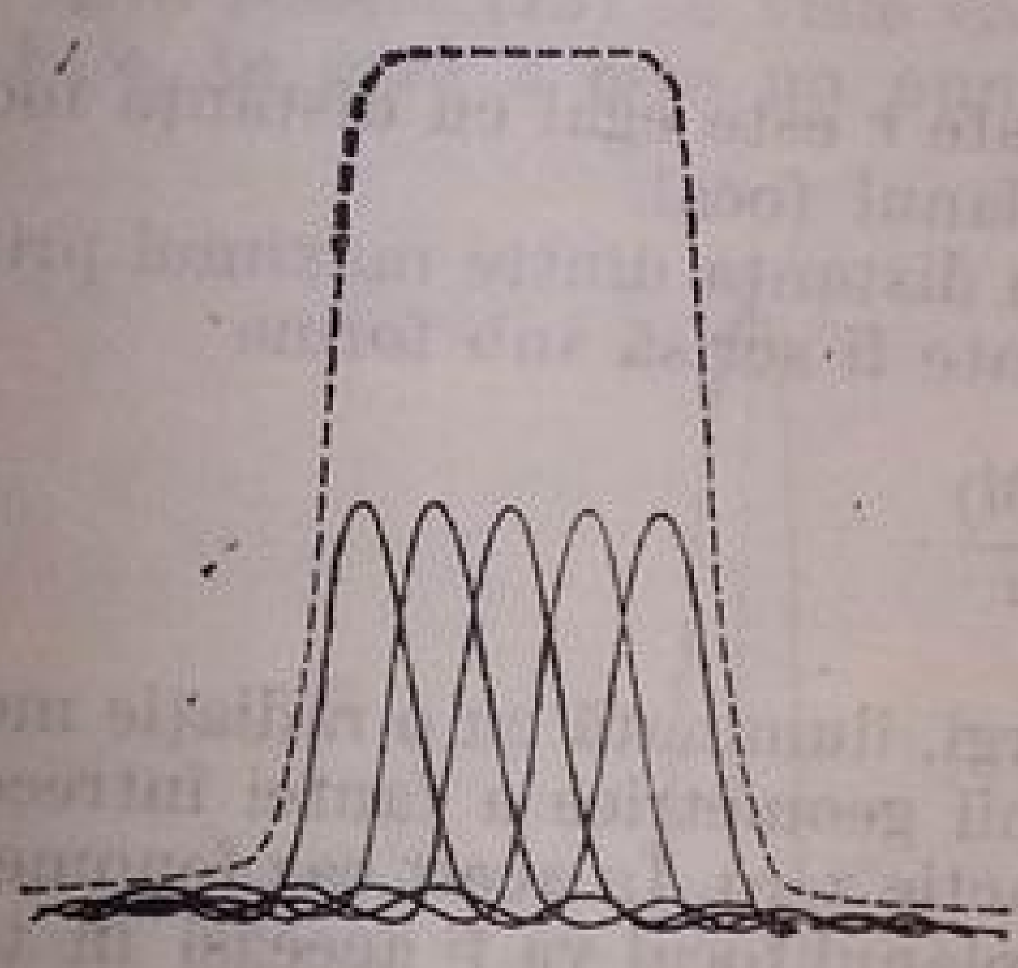


Fig. 3. Produsul de convoluție dintre un contur dreptunghiular și conturul de difracție.

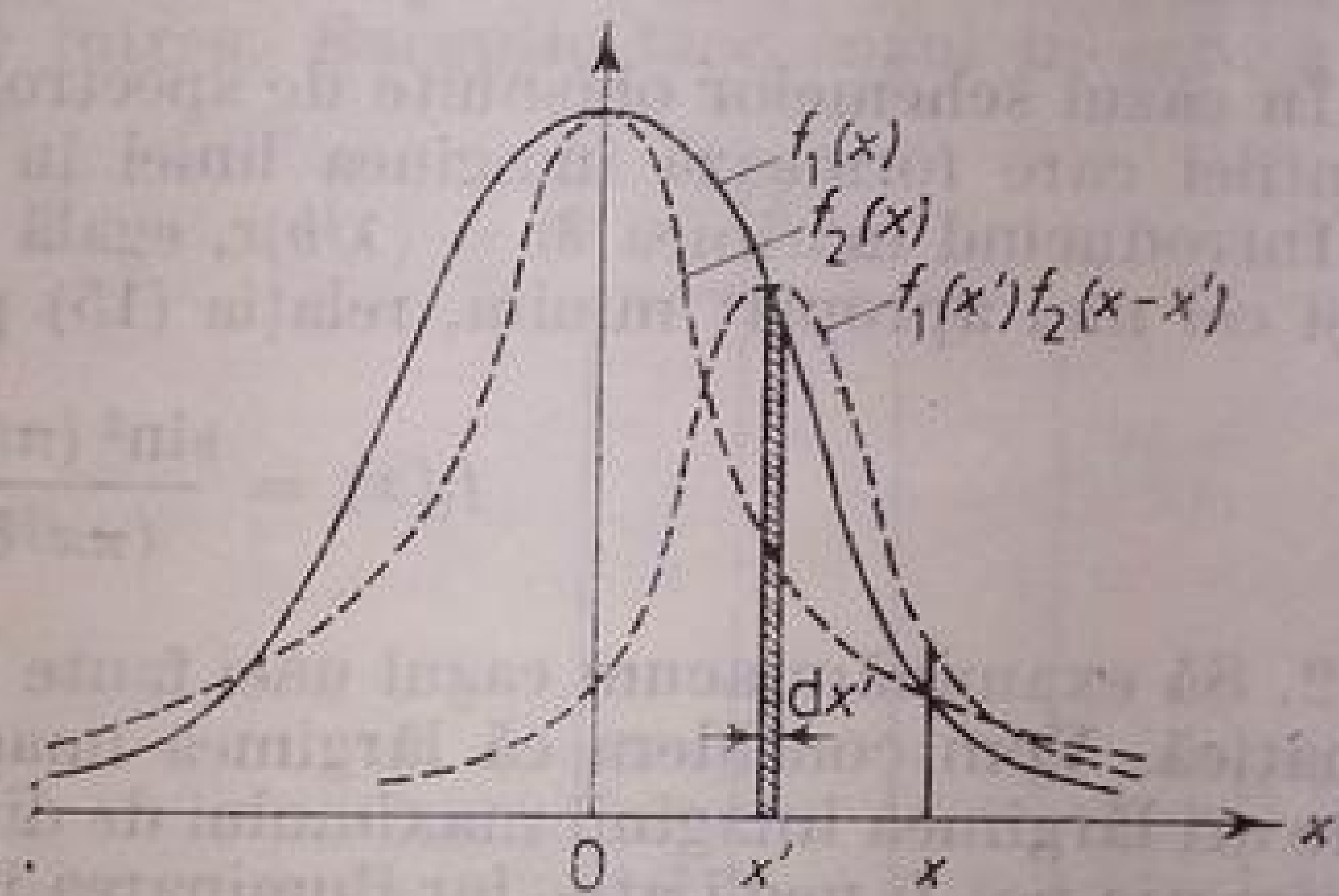


Fig. 4. Referitor la explicarea produsului de convoluție a două funcții.

În cazul în care emisia fantei este coerentă, se produce compunerea geometrică a amplitudinilor undelor luminoase care provin de la fiecare dintre porțiunile elementare ale fantei, intensitatea fiind dată de pătratul amplitudinii rezultante. În acest caz distribuția intensității este descrisă de funcția

$$F(x) = \left[\int_{-a'/2}^{+a'/2} \frac{\sin[\pi(x - x')/\delta l]}{[\pi(x - x')/\delta l]}\,\mathrm{d}x'\right]^2. \quad (19)$$

În cazul mai general, în care una dintre cauzele de lărgire a liniei dă un contur descris de funcția $f_1(x)$, iar alta, conturul $f_2(x)$ (x fiind distanța de la maximul conturului liniei), procedeul de obținere a conturului rezultant va fi același. Unul dintre contururi, de pildă $f_1(x)$, trebuie divizat în elemente mici, cu coordonatele x' și lărgimea $\mathrm{d}x'$ (fig. 4). Fiecare dintre aceste elemente va fi lărgit ca urmare a acțiunii celei de a doua cauze pînă la conturul descris de funcția f_2, însă decalat cu mărimea x' de-a lungul axei x. În plus, intensitatea în maximul acestui contur, în cazul iluminării necoerente, va fi proporțională cu $f_1(x')\,\mathrm{d}x'$. Așadar, contribuția acestui element în punctul x al conturului rezultant va fi

$$\mathrm{d}F(x) = f_1(x')f_2(x - x')\,\mathrm{d}x'. \quad (20)$$

Conturul rezultant se obține integrînd această ecuație în raport cu toate elementele x'

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x')f_2(x - x')\,\mathrm{d}x'. \quad (21)$$

Integrala din partea dreaptă a egalității (21) se numește produsul de convoluție al celor două funcții, f_1 și f_2.

Pentru majoritatea distribuțiilor reale se poate arăta că funcțiile f_1 și f_2 sînt mai mari ca zero în interiorul intervalului $x_1 < x < x_2$, iar în exteriorul acestui interval ele tind repede la zero. Acest fapt ne oferă posibilitatea să ne mărginim la limite finite de integrare și să transcriem (21) în forma

$$F(x) = \int_{x_1}^{x_2} f_1(x')f_2(x - x')\,\mathrm{d}x'. \tag{22}$$

O proprietate importantă a produsului de convoluție a două funcții este aceea că

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x')f_2(x - x')\mathrm{d}x' = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x - x')f_2(x')\,\mathrm{d}x'. \tag{23}$$

Pentru demonstrație este suficient să înlocuim variabila de integrare x' cu $x'' = x - x'$.

Prin urmare, dacă lărgirea observată a liniei spectrale este determinată de două cauze, atunci conturul rezultant este produsul de convoluție al celor două funcții, fiecare descriind conturul condiționat de una dintre cauzele lărgirii.

În cazul în care sînt trei cauze ale lărgirii și fiecare dintre ele determină un contur, dat de o funcție cunoscută $f_k(x)$, atunci aplicarea succesivă a expresiei (21) ne permite să scriem

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_3(x - x'')\left[\int_{-\infty}^{+\infty} f_1(x')f_2(x'' - x')\,\mathrm{d}x'\right]\mathrm{d}x'. \tag{24}$$

În cazul general, dacă există n cauze de lărgire independente una de alta și fiecare dintre ele poate fi descrisă de o funcție $f_k(x)$, atunci conturul rezultant, $F_n(x)$, poate fi obținut cu ajutorul următoarei formule de recurență, care este o generalizare evidentă a formulei (24)

$$F_n(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_n(x - x')F_{n-1}(x')\,\mathrm{d}x'. \tag{25}$$

Semilărgimea liniilor spectrale. În analiza conturului instrumental al unui aparat spectral am presupus că fanta lui este iluminată cu o radiație monocromatică. În realitate, orice linie ocupă un anumit interval de lungimi de undă mai mult sau mai puțin larg. Distribuția spectrală a energiei în limitele acestui interval este dată de funcția

$$\varphi(\lambda) = \mathrm{d}\Phi/\mathrm{d}\lambda, \tag{26}$$

care descrie conturul liniei spectrale. Într-un mare număr de cazuri funcția $\varphi(\lambda)$ tinde asimptotic la zero din ambele laturi ale maximului său. Din această cauză, nu se poate defini care anume este domeniul spectrului ocupat de linia spectrală. Drept măsură a lărgimii liniilor spectrale se ia de obicei intervalul de lungimi de undă în care valoarea funcției $\varphi(\lambda)$ se reduce la jumătate din

valoarea sa maximă (fig. 5). Acest interval, $\Delta\lambda$, se numește *semilărgimea* liniei. Uneori mărimea $\Delta\lambda$ se numește pur și simplu lărgimea liniei.

În același mod se definește și semilărgimea conturului instrumental. De obicei, ea se exprimă în unități de lungimi de undă sau de numere de undă

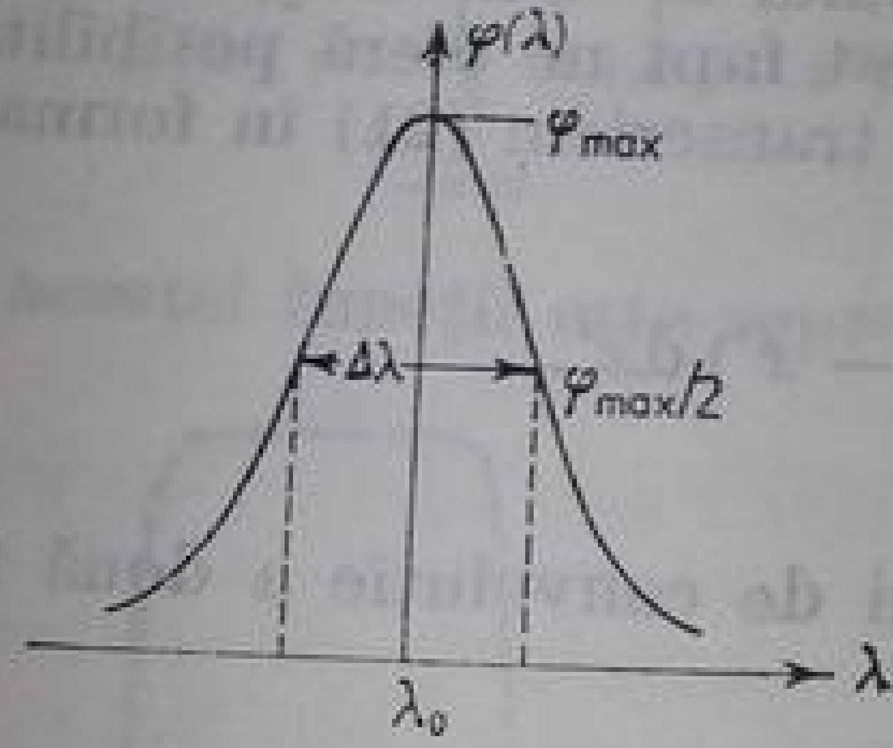


Fig. 5. Explicarea semilărgimii unei linii spectrale.

(în ângströmi sau în ângströmi la minus unu). Însă în unele cazuri această caracteristică este mai comod să fie exprimată în unități de lungime, care corespund distanței la care se află imaginea liniei spectrale monocromatice pe suprafața focală a aparatului. Pentru ca insuficienta determinare a modului de măsurare a semilărgimii să nu provoace confuzii, se face distincție între noțiunea de „semilărgime spectrală'' și noțiunea de „semilărgime''.

Pentru conturul de difracție semilărgimea a se determină din condiția (v. relația (15))

$$\frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda}\frac{a}{2r}\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda}\frac{a}{2r}\right)^2} = \frac{1}{2}. \tag{27}$$

Soluția grafică a ecuației (27) dă

$$a = 0{,}88\,\frac{\lambda r}{b}. \tag{28}$$

Pentru un contur dreptunghiular noțiunile de semilărgime și de lărgime coincid.

Din examinarea conturului de difracție și a conturului dreptunghiular se vede cît de convențională este noțiunea de semilărgime. În primul caz conturul se întinde departe, pe ambele laturi ale maximului, iar semilărgimea este o fracțiune mică din această întindere totală a conturului. În al doilea, semilărgimea conturului este egală chiar cu întreaga lățime a liniei. Însă pentru toate aplicațiile practice semilărgimea conturului este o caracteristică foarte comodă. În figura 6 sînt date funcțiile de aparat ale unei aceleiași semilărgimi a, dar de forme diferite [26].

În cazul în care conturul instrumental este produsul de convoluție al unor contururi individuale care determină acest contur instrumental, atunci, dacă linia este nemonocromatică, conturul ei real va fi, și el, produsul de convoluție dintre conturul liniei spectrale însăși și conturul instrumental rezultant, independent de care anume au fost efectele de lărgire instrumentală al căror rezultat este conturul instrumental.

Prin urmare, notînd conturul instrumental, conturul liniei și conturul rezultant cu $F(x)$, $\varphi(x)$ și, respectiv, $u(x)$, obținem

$$u(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(x')\varphi(x - x')\,\mathrm{d}x'. \tag{29}$$

În cazul în care semilărgimea liniei este foarte mică în comparaţie cu semilărgimea conturului instrumental, lărgimea şi forma produsului de convoluţie al

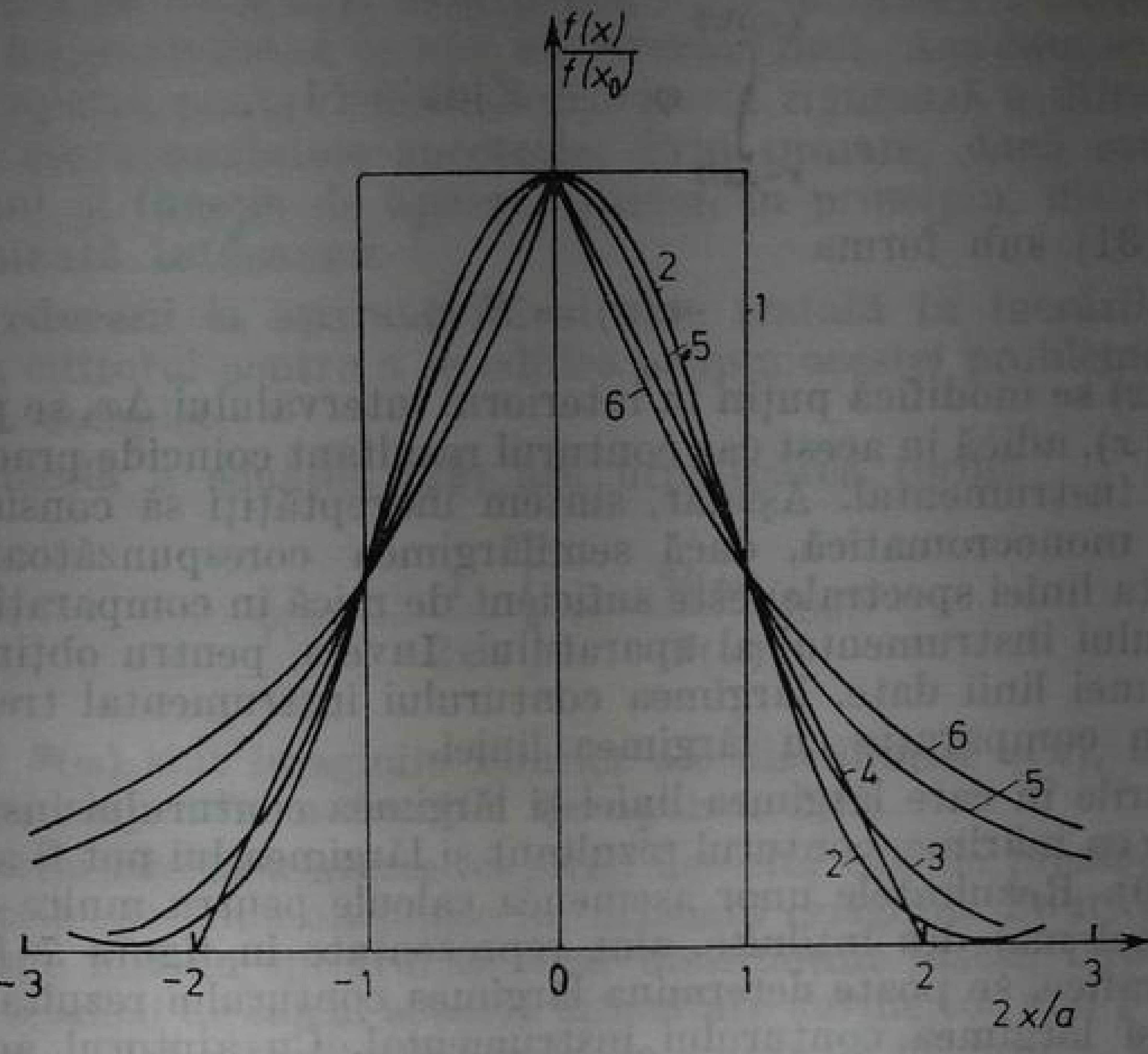


Fig. 6. Funcţii de aparat, de diferite forme şi de lărgime a [26]:
1 — dreptunghiulară (17); 2 — de difracţie (16); 3 — gaussiană

$$f(x) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi}a} \exp\left[-4\left(\frac{x}{a}\right)^2 \ln 2\right];$$

4 — triunghiulară

$$f(x) = \begin{cases} \dfrac{1}{a}\left[1 - \dfrac{|x|}{a}\right], & |x| \leqslant a, \\ 0, & |x| \geqslant a; \end{cases}$$

5 — de dispersie

$$f(x) = \frac{a/2\pi}{x^2 + (a/2)^2};$$

6 — exponenţială

$$f(x) = \frac{\ln 2}{2} \exp\left\{-\frac{2\ln 2}{a}|x|\right\}.$$

acestor două contururi coincid practic cu conturul instrumental. Într-adevăr, dacă $\varphi(x - x')$ este diferită de zero numai în interiorul unui interval mic Δx, atunci produsul de convoluţie (29) poate fi scris sub forma

$$u(x) = \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} F(x')\varphi(x - x')\,\mathrm{d}x'. \tag{30}$$

Conform teoremei mediei se poate scrie apoi

$$u(x) = F(\bar{x}) \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \varphi(x - x')\,\mathrm{d}x', \tag{31}$$

în care $\bar{x}$ este o anumită valoare a lui x din interiorul intervalului $x - \Delta x/2 < \bar{x} < x + \Delta x/2$. Avînd în vedere că

$$\int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \varphi(x - x')\mathrm{d}x' = 1,$$

transcriem (31) sub forma

$$u(x) = F(\bar{x}). \tag{32}$$

Deoarece $F(x)$ se modifică puțin în interiorul intervalului Δx, se poate considera că $u(x) \approx F(x)$, adică în acest caz conturul rezultant coincide practic într-adevăr cu conturul instrumental. Așadar, sîntem îndreptățiți să considerăm radiația studiată ca monocromatică, dacă semilărgimea corespunzătoare distribuției ei spectrale (a liniei spectrale) este suficient de mică în comparație cu semilărgimea conturului instrumental al aparatului. Invers, pentru obținerea directă a conturului unei linii date, lărgimea conturului instrumental trebuie să fie cît mai mică în comparație cu lărgimea liniei.

În cazurile în care lărgimea liniei și lărgimea conturului instrumental sînt comparabile ca mărime, conturul rezultant și lărgimea lui pot fi aflate calculînd integrala (29). Rezultatele unor asemenea calcule pentru multe dintre formele de contur, cel mai des întîlnite, sînt reprezentate în figura 7 [26]. Utilizînd asemenea grafice, se poate determina lărgimea conturului rezultant după lărgimea liniei și lărgimea conturului instrumental. Cu ajutorul acelorași curbe se poate rezolva și problema inversă — aflarea lărgimii adevărate a unei linii din lărgimea măsurată și lărgimea funcției de aparat (în acest scop este necesară să fie cunoscută dinainte forma distribuției reale).

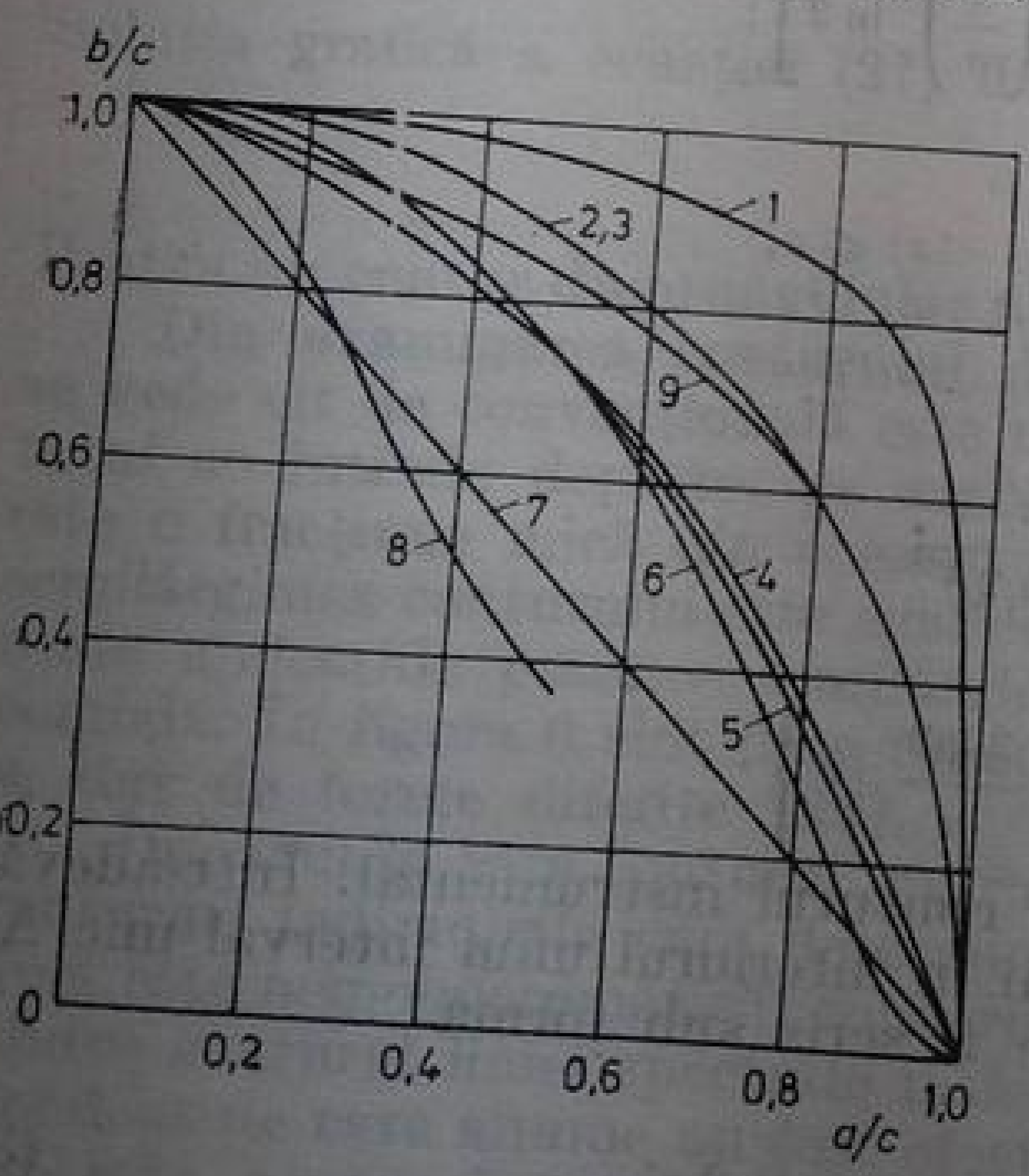


Fig. 7. Legătura dintre lărgimea c a produsului de convoluție $U(x)$ a funcțiilor $F(x)$ și $\varphi(x)$ cu lărgimile a și b, pentru diferite forme ale lui $F(x)$ și $\Phi(x)$ [26] : 1 — dreptunghiulară (a) și de difracție (b) ; 2 — dreptunghiulară (a) și de dispersie (b) ; 3 — gaussiană (a) și gaussiană (b) ; 4 — de difracție (a) și de dispersie (b) ; 5 — gaussiană (a) și de dispersie (b) ; 6 — triunghiulară (a) și de dispersie (b) ; 7 — de dispersie (a) și de dispersie (b) ; 8 — exponențială (a) și de dispersie (b) ; 9 — gaussiană (a) și triunghiulară (b).

Eliminarea conturului instrumental (reducerea la aparatul ideal). Scopul măsurătorilor spectrale este obținerea distribuției reale a energiei în spectrul sursei studiate — distribuție nedeformată de aparat. De regulă, pentru rezolvarea acestei probleme trebuie utilizat un aparat al cărui contur instrumental este mult mai îngust decît detaliile distribuției spectrale care ne interesează. În cazurile în care distorsiunile instrumentale înseși sînt considerabile, problema

se reduce la determinarea mărimii $\varphi(x)$ din mărimile cunoscute, $F(x)$ și $u(x)$, adică la rezolvarea ecuației integrale (29).

Se poate arăta că soluția ei este unică, dacă imaginea Fourier a funcției de aparat, $F(x)$, nu se anulează în nici un interval finit. Așa cum se poate arăta [27], funcția de aparat poate fi dedusă din teoria riguroasă a difracției și este valabilă pentru toate aparatele spectrale. Prin urmare, dacă este cunoscut conturul rezultant și funcția de aparat, atunci, în principiu, distribuția reală poate fi determinată totdeauna.

Problema reducerii la aparatul ideal este tratată în lucrările [26, 28], la care trimitem cititorul pentru a se edifica asupra acestei probleme complexe, încă nerezolvată complet.

Soluția generală a ecuației (29) are următoarea formă

$$\varphi(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ix\omega} \frac{\mathcal{U}(\omega)}{\mathcal{F}(\omega)} d\omega. \tag{33}$$

în care $\mathcal{U}(\omega)$ și $\mathcal{F}(\omega)$ sînt imaginile Fourier ale distribuției $u(x)$, determinată experimental, și, respectiv, a funcției de aparat, $F(x)$.

Însă utilizarea directă a acestei expresii necesită calcule prealabile dificile, deoarece aparatele spectrale obișnuite nu măsoară imaginile Fourier ale distribuțiilor de energie într-un spectru, ci chiar distribuțiile înseși. Dealtfel, odată cu dezvoltarea tehnicii de calcul această dificultate devine tot mai puțin importantă. Mai serioase sînt dificultățile legate de erorile de măsurare. Într-adevăr, teorema unicității soluției unor ecuații de tipul (29), pomenită mai sus, conduce la o concluzie paradoxală la prima vedere. Dacă se cunoaște conturul instrumental, $F(x)$, și se măsoară experimental distribuția de energie observată la ieșirea din aparatul spectral, $u(x)$, atunci, cu ajutorul acesteia, se poate determina complet distribuția de energie, $\varphi(x)$, în spectrul analizat.

Aceasta ar însemna că se poate efectua un studiu oricît de detaliat al unui spectru cu orice fel de aparat spectral, inclusiv cu un spectroscop școlar, cît de modest. Însă această afirmație contrazice binecunoscuta practică, pe baza căreia știm că pentru analiza unor detalii fine ale unui spectru sînt necesare aparate mari și complicate, care dau un contur instrumental suficient de îngust.

Contradicția dintre teoria incontestabil corectă și practică, la fel de incontestabilă, este numai aparentă; ea se explică prin faptul că în raționamentele noastre teoretice am admis tacit că mărimile $F(x)$ și $u(x)$, necesare pentru determinarea funcției $\varphi(x)$, sînt cunoscute cu o precizie absolută. În realitate, ambele funcții pot fi obținute numai în urma măsurătorilor experimentale ale distribuției intensității în suprafața focală a aparatului.

Aceste măsurători conțin totdeauna erori legate nu numai de proprietățile și de erorile pe care le introduc în dispozitivele de măsurare, ci și de însăși natura mărimii de măsurat — energia luminoasă, ale cărei emisie și absorbție au un caracter cuantic. Într-adevăr, indicațiile dispozitivelor de măsură sînt determinate, în marea majoritate a cazurilor, de energia incidentă pe detector.

Problema efectelor diferitelor erori în determinarea distribuției spectrale a fost determinată riguros de către L. Halfin [29]. Aici vom arăta numai că, cu cît lărgimea conturului instrumental devine mai mare în raport cu lărgimea conturului liniei, cu atît pentru determinarea conturului liniei va trebui cunoscut mai exact produsul de convoluție al celor două contururi, fie că lărgimea conturului instrumental este mare, fie că conturul liniei cercetate este îngust.

Mai sus s-a arătat că în cazul în care conturul unei linii spectrale, $\varphi(x)$, este mult mai îngust decît conturul instrumental al aparatului, produsul de convoluție al celor două contururi nu se deosebește practic de conturul instrumental. Totodată am considerat că conturul instrumental, $F(x)$, este practic constant în interiorul unui interval mic de lungimi de undă, Δx, în care funcția $\varphi(x)$ este diferită de zero. Dacă nu se renunță la această condiție pentru $F(x)$, atunci valoarea sa, $F(\bar{x})$, într-un punct din mijlocul intervalului Δx, se poate scrie astfel

$$F(\bar{x}) \approx F(x) + \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}x}(\bar{x} - x). \tag{34}$$

În acest caz, relația (32) capătă forma

$$u(x) \approx F(x) + \frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}x}(\bar{x} - x), \tag{35}$$

de unde

$$|u(x) - F(x)| \approx \left|\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}x}(\bar{x} - x)\right| \leqslant \left|\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}x}\Delta x\right|. \tag{36}$$

Din expresia (36) rezultă că cu cît este mai îngust conturul liniei spectrale analizate, cu atît se deosebește mai puțin produsul de convoluție al celor două contururi, față de conturul instrumental al instalației și deci cu atît este mai mare precizia cu care trebuie măsurate $u(x)$ și $F(x)$, pentru obținerea datelor despre conturul liniei examinate. Prin urmare, pentru obținerea unor informații suficient de complete asupra distribuției energiei într-un spectru, lărgimea conturului instrumental trebuie să fie comparabilă sau, și mai bine, cît mai mică, în comparație cu lărgimea domeniului analizat al spectrului respectiv.

În cazul unor fluxuri luminoase intense, principala eroare de măsură este determinată de imprecizia dispozitivului de măsură. Pe măsura micșorării intensității fluxului luminos care trebuie măsurat, devine din ce în ce mai importantă imprecizia, determinată de caracterul cuantic al radiației. Deseori, în particular în cazul problemelor legate de măsurarea structurii hiperfine a liniilor spectrale sau pentru spectroscopia cu rezoluție în timp, tocmai aceste erori statistice devin hotărîtoare. Imprecizia de măsurare a strălucirii spectrale crește odată cu micșorarea intervalului spectral sau a intervalului de timp în care se efectuează măsurătorile cît și în cazul micșorării strălucirii însăși.

Această nedeterminare devine evidentă dacă vom lua un interval, $\Delta\lambda$, atît de mic, încît să-i revină în medie, să zicem, 1 cuantă pe secundă. Dacă măsurătorile durează o oră, atunci se vor înregistra aproximativ 3 600 de cuante, ceea ce permite o determinare suficient de bună a valorii medii. Efectuînd însă măsurătoarea numai timp de o secundă, vom avea aproape aceeași șansă de a detecta fie 0, fie 1, fie 2 cuante, adică de fapt nu vom afla aproape nimic despre numărul lor. Acest fapt impune o limitare principială preciziei de determinare experimentală a distribuției energiei în spectru.

Puterea de rezoluție (de separare). Din analiza efectuată rezultă că lărgimea, ca, dealtfel, și forma conturului instrumental definesc capacitatea unui aparat dat de a permite studiul unor detalii mai fine sau mai puțin fine ale spectrului. Această însușire a aparatelor spectrale este cel mai comod să se exprime cu ajutorul unei mărimi numite putere de rezoluție (de separare); puterea de separare este dată de intervalul de lungimi de undă minim dintre două linii spectrale monocromatice vecine, care se mai observă încă separat.

Din cele expuse anterior se vede că o asemenea definiție este complet insuficientă, deoarece posibilitatea observării separate a două linii monocromatice depinde în întregime de exactitatea cu care este cunoscut conturul instrumental și de precizia cu care putem măsura conturul rezultant observat. Din această cauză, criteriul cantitativ al puterii de separare (sau al puterii de rezoluție) a unui aparat trebuie să fie definit în funcție de precizia ce poate fi atinsă în măsurătorile energetice. Un asemenea criteriu a fost stabilit de Rayleigh, care a dat definiția puterii de separare pentru cazul în care ea este determinată de conturul instrumental al difracției (v. relația (13)). Conform lui Rayleigh, cel mai mic interval $\delta\lambda$ care mai poate fi separat este egal cu distanța dintre maximul principal și primul minim al funcției care descrie acest contur. În unități unghiulare, această distanță este egală cu $\delta\varphi = \lambda/b$. Două linii monocromatice, de aceeași strălucire, care se află la această distanță una de alta dau un contur rezultant cum este cel reprezentat în figura 8. Abscisa punctului de intersecție al contururilor celor două linii este egală cu $\lambda/2b$. Înlocuind această valoare în relația (13), găsim ordonata punctului de intersecție

$$\frac{E(\lambda/2b)}{E_0} = \frac{1}{(\pi/2)^2} \approx 0{,}4,$$

de unde se vede că ordonata minimului curbei rezultante (fig. 8) este egală cu 0,8. Așadar, scăderea iluminării în centrul curbei rezultante este egală cu 20% din iluminarea maximă. Micșorarea iluminării cu 20% se observă ușor chiar cu procedee relativ grosolane de măsurare. De aceea, două linii care se află la distanța $\delta\varphi = \lambda/b$ sau, cum se mai spune, care satisfac criteriul Rayleigh, se văd separate.

Utilizînd formula (7) pentru dispersia unghiulară, se poate determina intervalul spectral minim separabil, în lungimi de undă

$$\delta\lambda = \delta_\varphi/D_\varphi = \lambda/(bD_\varphi). \tag{37}$$

Mărimea $\delta\lambda$ se numește uneori *limită de rezoluție.*

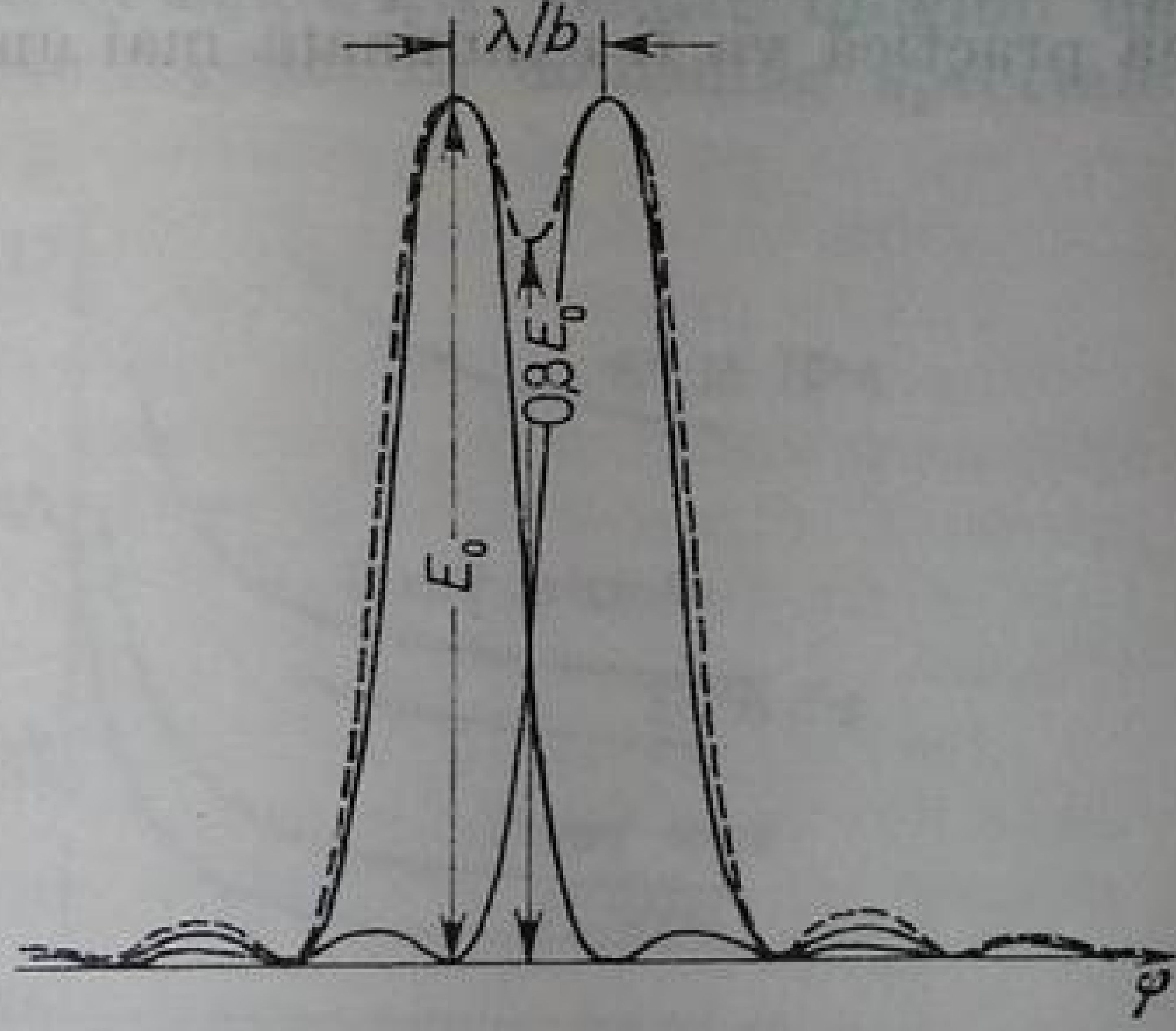


Fig. 8. Schiță pentru explicarea criteriului lui Rayleigh.

Drept caracteristică a puterii de rezoluție se folosește de obicei o mărime fără dimensiuni,

$$R = \lambda/\delta\lambda = bD_\varphi, \tag{38}$$

nu intervalul spectral, $\delta\lambda$, minim rezolvat. Această mărime se numește putere de separare după Rayleigh sau putere de separare teoretică.

Trebuie să subliniem că, așa cum rezultă clar din cele de mai sus, și linii separate una de alta printr-o distanță mai mică decît $\delta\lambda$ pot fi adesea rezolvate, deoarece eroarea de măsurare a iluminării este de obicei mai mică decît 20%.

Pe de altă parte, dacă strălucirea uneia dintre linii este substanțial mai mare decît a celeilalte, atunci minimul poate să lipsească chiar și în cazul în care

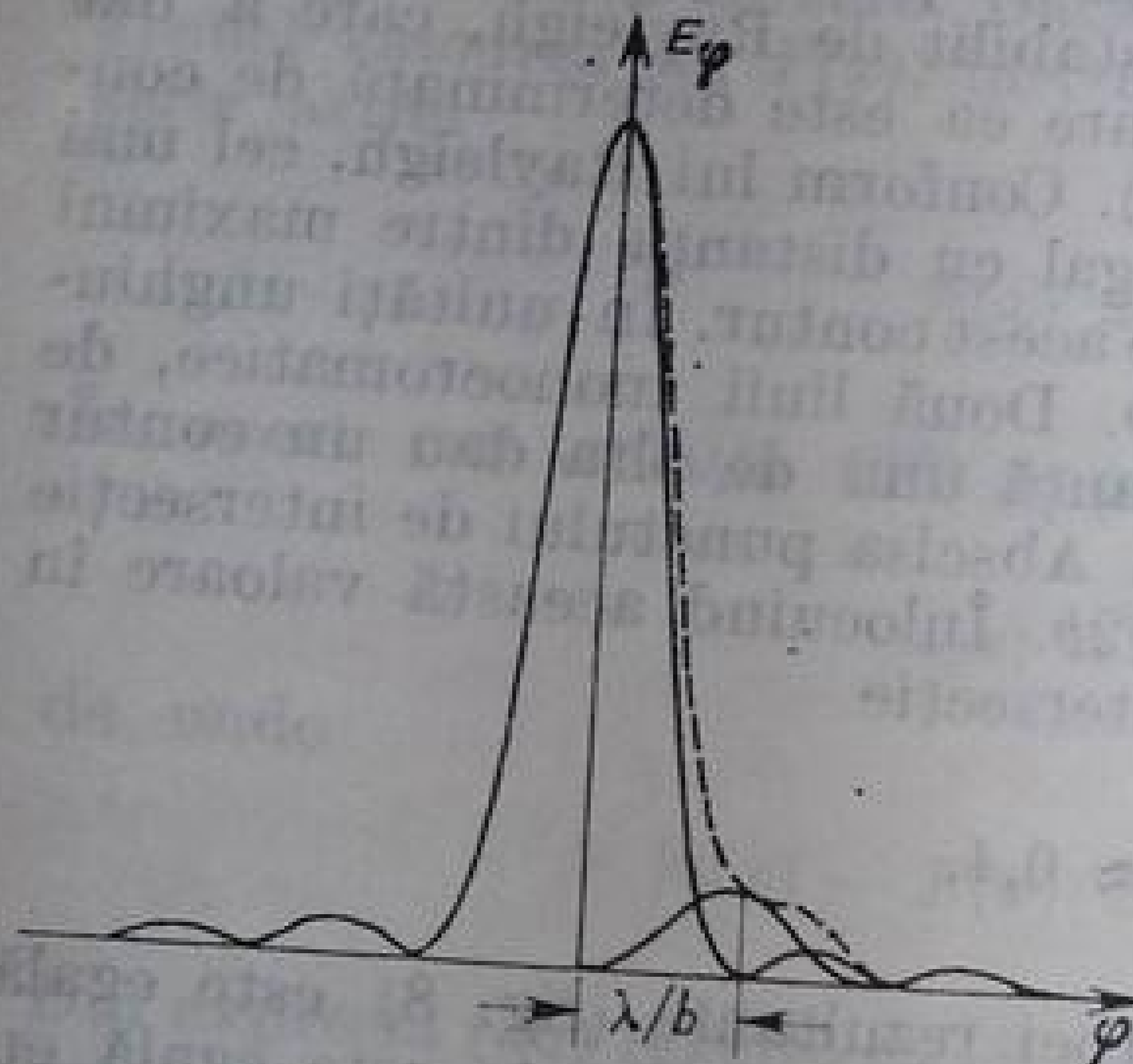


Fig. 9. Conturul rezultant al două linii care au raportul strălucirilor 10 :1, liniile aflîndu-se la o distanță care corespunde criteriului Rayleigh.

liniile se află la o distanță mult mai mare decît cea impusă de criteriul Rayleigh. Acest caz este ilustrat concret în figura 9, în care sînt reprezentate două linii cu raportul dintre străluciri 10 : 1, liniile aflîndu-se la distanța λ/b. Prin urmare, criteriul Rayleigh, care oferă posibilitatea comparării puterilor de rezoluție ale diferitelor aparate, nu permite însă de fapt să se rezolve integral problema separării unei perechi de linii date — pentru fiecare caz concret. Puterea de rezoluție teoretică, definită pe baza fenomenului de difracție, este confruntată cu cea practică, determinată de alți factori, care provoacă lărgirea conturului instrumental. Problema influenței diverșilor factori asupra puterii de rezoluție a aparatelor și asupra raportului dintre puterea de rezoluție teoretică și cea practică va fi examinată mai amănunțit în capitolul 3.

Capitolul 1
PRISMA

§ 1. ELEMENTELE PRISMEI ŞI MATERIALE OPTICE

Primul dispozitiv pentru descompunerea spectrală a luminii a fost prisma, utilizată în acest scop încă de Newton. Prisma spectrală sau simplu prisma este un poliedru, confecţionat dintr-un material transparent, care are o dispersie considerabilă ($dn/d\lambda$). Cînd prin prismă trece un fascicul de raze de lumină, fasciculul îşi modifică direcţia, deoarece, în general, unghiul de emergenţă a razelor depinde de lungimea de undă. Mersul unei raze printr-o prismă este determinat de fenomenul de refracţie, care, la rîndul său, depinde de materialul prismei. Pentru realizarea unor prisme spectrale de calitate, este necesară folosirea unor materiale transparente în domeniul spectral care interesează, avînd o dispersie cît mai puternică şi omogenitate şi izotropie înalte. În plus, materialul prismei trebuie să poată fi uşor prelucrat şi să nu fie prea scump.

Materiale care să posede toate aceste calităţi sînt greu de găsit ; din această cauză, pentru domeniul ultraviolet al spectrului se foloseşte adesea cuarţul cristalin natural, deşi el prezintă fenomenul de dublă refracţie şi roteşte planul de polarizare, este scump şi nu poate fi procurat în bucăţi de dimensiuni destul de mari şi suficient de omogene şi de izotrope.

În ultimul timp s-a reuşit creşterea artificială a cristalelor de cuarţ optic, după cum s-a reuşit şi producerea de cuarţ topit suficient de omogen, care nu mai este birefringent.

Curba de dispersie a cuarţului este dată în figura 1.1. Pentru lungimi de undă mai mari decît 4 000 Å, dispersia scade repede. În domeniile spectrale

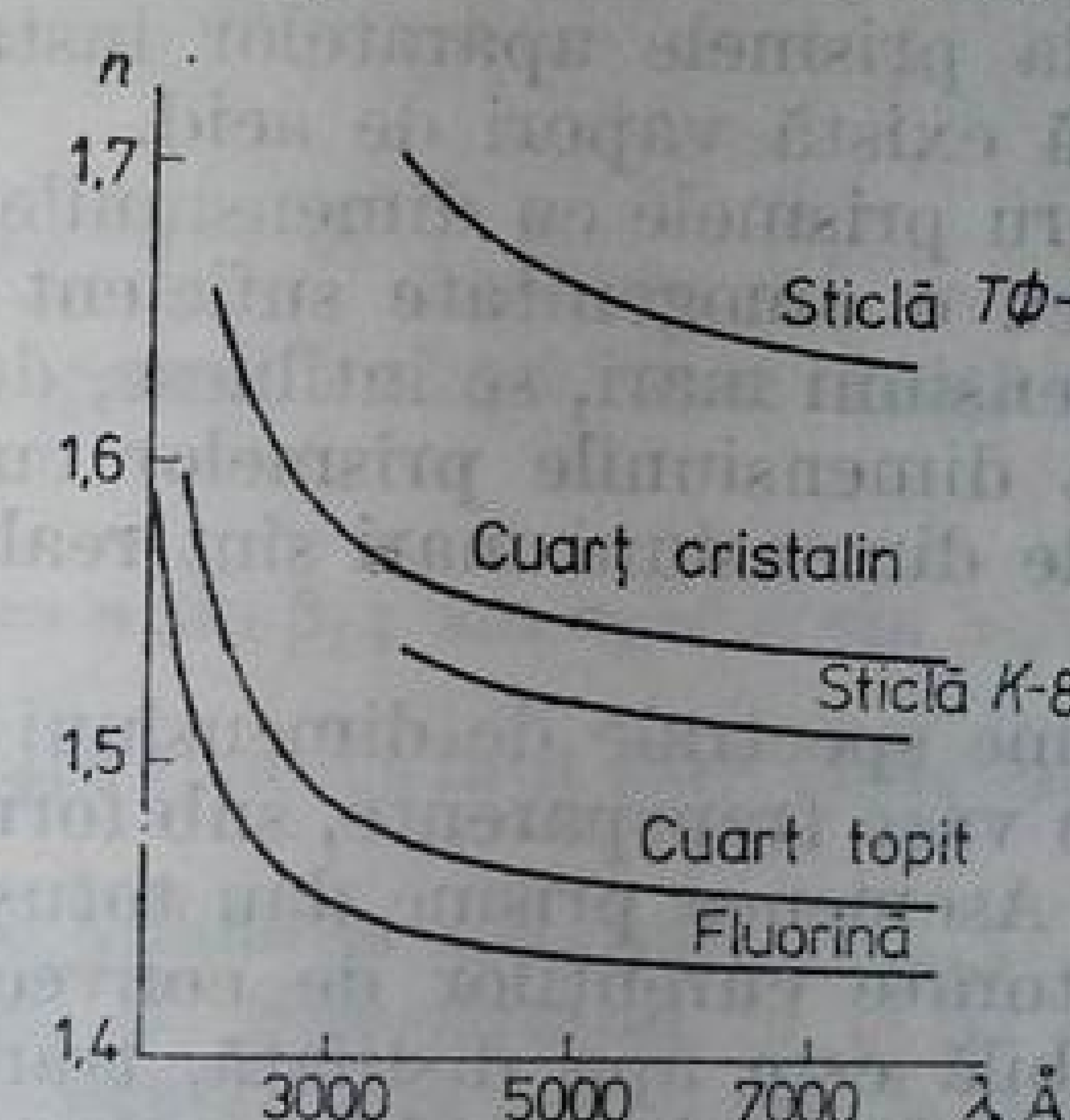


Fig. 1.1. Curbele de dispersie ale unor materiale optice.

galben şi roşu dispersia este foarte mică. De aceea, pentru domeniul vizibil prismele de cuarţ sînt inutilizabile.

Curba spectrală de transparenţă a unei bucăţi de cuarţ cu grosimea de 1 cm este dată în figura 1.2. Prismele de cuarţ sînt potrivite în întregul domeniu de transparenţă a atmosferei. Domeniul unei absorbţii considerabile începe

uneori la 2300—2500 Å. Cauzele acestei absorbții nu sînt totdeauna cunoscute și, după toate probabilitățile, sînt diferite în cazuri diferite. Ea se întîlnește la majoritatea probelor de cuarț natural. Din această cauză, aparatele destinate pentru funcționarea în domeniul lungimilor de undă mai mici decît 2300 Å

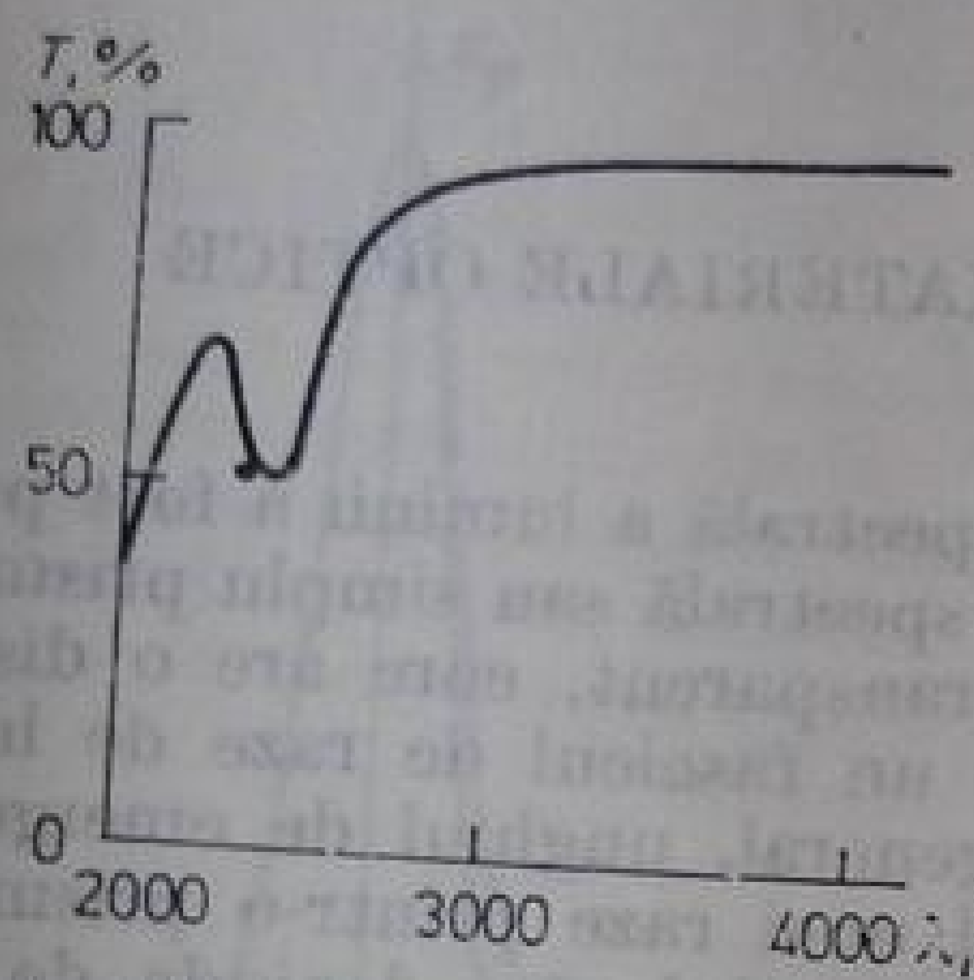


Fig. 1.2. Transmisia cuarțului topit (într-un strat ce are grosimea de 1 cm) [9, 1].

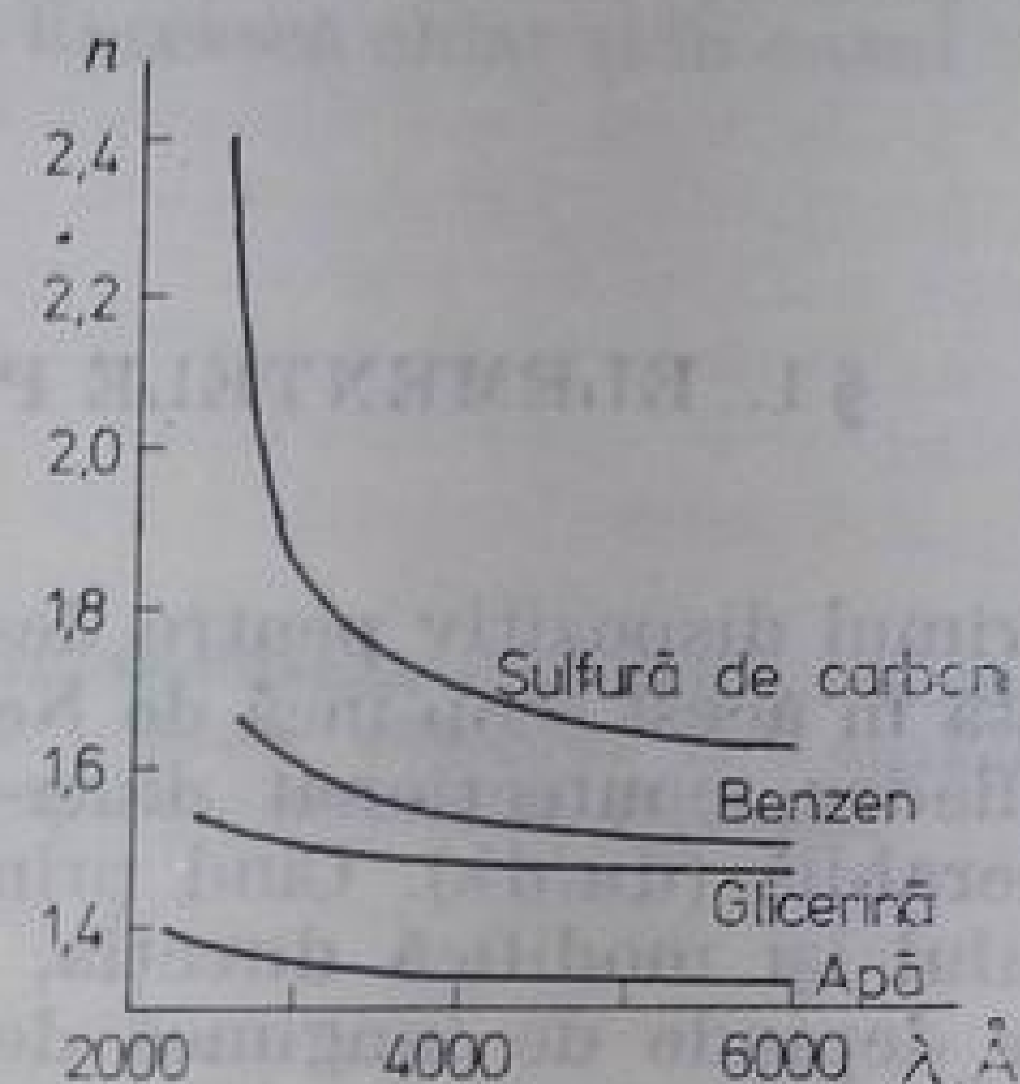


Fig. 1.3. Curbele de dispersie ale unor lichide.

trebuie prevăzute cu prisme din cuarț selecționat. Din nefericire, în unele exemplare de aparate indigene absorbția cuarțului în domeniul spectral cu lungimi de undă mai mici ca 2300 Å este foarte însemnată.

Pentru domeniul vizibil al spectrului materialul de bază pentru confecționarea prismelor este sticla. De obicei, prismele spectrale se confecționează din sticle grele, de tipul flint, care au o dispersie mare (v. fig. 1.1). Pentru majoritatea sorturilor de sticle grele dispersia lor puternică este însoțită de o absorbție considerabilă în domeniul lungimilor de undă mici ale spectrului vizibil ($\lambda \leqslant 4200$ Å).

Suprafețele prismelor confecționate din sticle grele (flint) se pot deteriora într-o atmosferă chimic agresivă. Deteriorări importante ale suprafeței se observă la prismele aparatelor instalate în laboratoarele chimice, în care în atmosferă există vapori de acid.

Pentru prismele cu dimensiunile mai mari de 10 cm este dificil de preparat o sticlă cu o omogenitate suficient de bună. Cristale bune de cuarț, care să aibă dimensiuni mari, se întîlnesc, de asemenea, extrem de rar. Aceste motive limitează dimensiunile prismelor cu care sînt echipate aparatele industriale. Prisme de dimensiuni mari sînt realizate în exemplare unicat, folosite în laboratoare.

Prisme spectrale de dimensiuni mari și cu o dispersie bună se pot confecționa din vase transparente, sub formă de prismă, umplute cu lichide corespunzătoare. Asemenea prisme dau totuși spectre mediocre din cauza neomogenităților datorate curenților de convecție. Pentru domeniul ultraviolet cea mai convenabilă este apa distilată, transparentă pînă la ultravioletul îndepărtat, iar pentru domeniul vizibil, sulfura de carbon. Curbele de dispersie ale unor lichide sînt date în figura 1.3.

În unele cazuri prismele se confecționează din două sau mai multe materiale. Asemenea prisme se numesc prisme complexe.

Proprietățile cele mai importante ale prismei pot fi deduse cel mai simplu în cazul unei prisme simple, a cărei formă este arătată în figura 1.4. Unghiul

diedru cu muchia AB se numește unghiul de refracție. Planurile $ABCD$ și $ABC'D'$ sînt fețele de refracție ale prismei. Planul perpendicular pe mijlocul muchiei prismei se numește planul secțiunii principale. Indicele de refracție, n, și dispersia, $dn/d\lambda$, se pot considera constante în întreg volumul prismei. Influența abaterilor de la această condiție va fi analizată mai tîrziu. Vor mai fi examinate erorile determinate de abaterile de la planeitate ale fețelor reale ale prismei. Teoria riguroasă a trecerii razelor printr-o prismă este foarte complicată și laborioasă. Ne vom limita la o tratare simplificată, dar suficientă pentru toate aplicațiile practice cu care are de a face un spectroscopist.

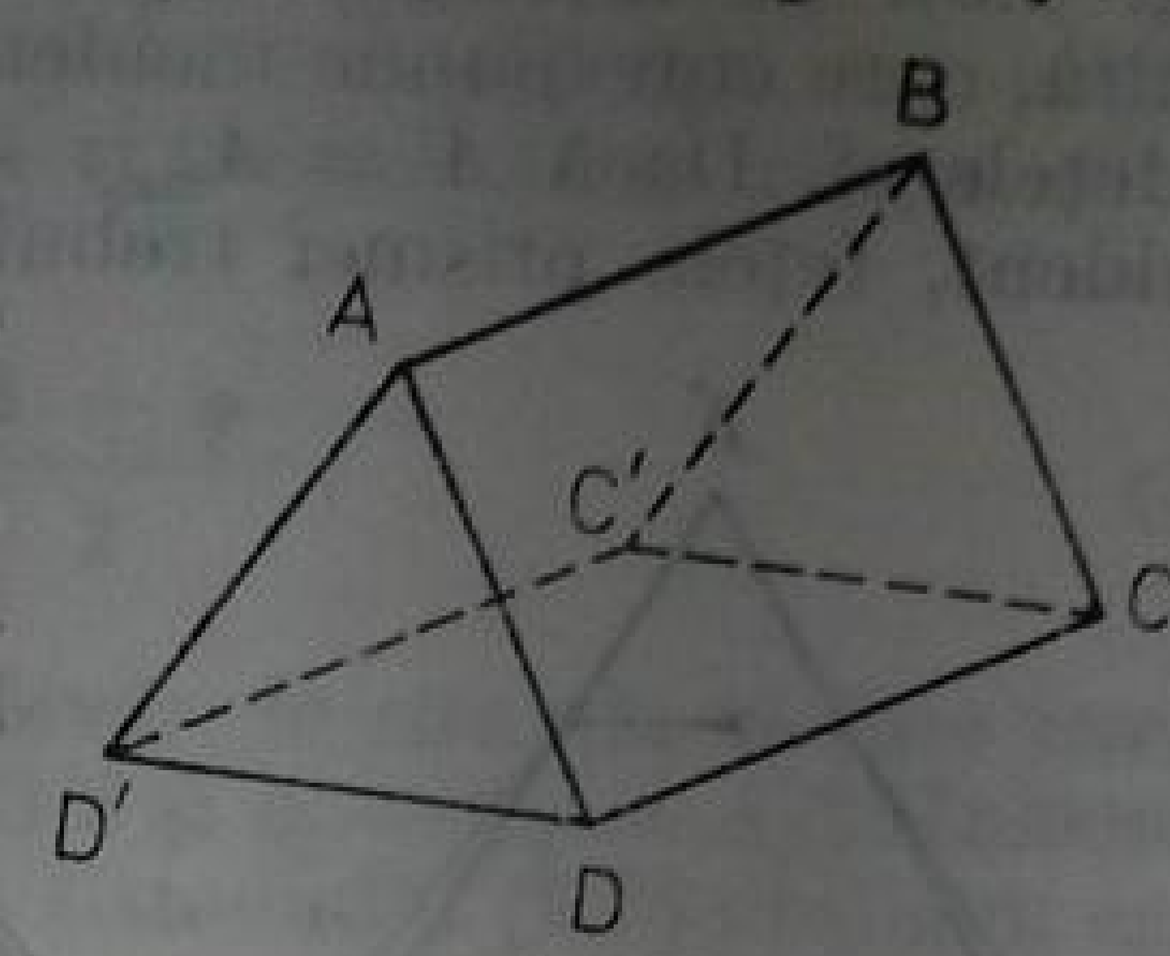


Fig. 1.4. Prisma.

§ 2. REFRACȚIA ÎN PLANUL SECȚIUNII PRINCIPALE

La început ne vom mulțumi să examinăm razele care se află în planul secțiunii principale. Să presupunem că pe o față a unei prisme cade un fascicul de raze care face unghiul α_1 cu normala, N_1, dusă în punctul de incidență la această față a prismei (fig. 1.5). Să notăm unghiul de refracție al acestei raze

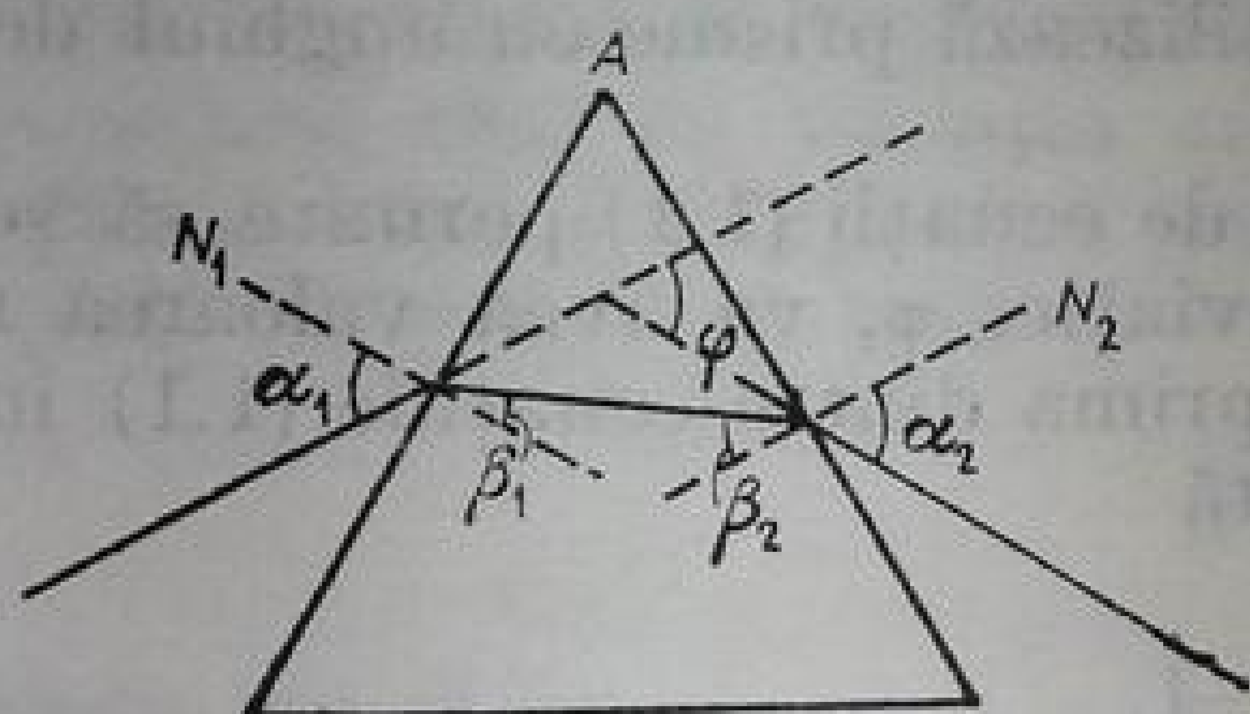


Fig. 1.5. Refracția razelor în planul secțiunii principale a unei prisme.

cu β_1, unghiul de incidență a ei pe cea de a doua față cu β_2, iar unghiul de emergență din ea cu α_2. Unghiul φ, format de raza incidentă și raza emergentă se numește unghi de deviație.

Din figura 1.5 este ușor de văzut că

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - (\beta_1 + \beta_2), \; A = \beta_1 + \beta_2.$$

Aceste egalități și legea refracției dau patru ecuații, care leagă între ele cele șapte mărimi.

$$\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - A\,; \; A = \beta_1 + \beta_2\,; \; \sin\alpha_1 = n \sin\beta_1\,; \; \sin\alpha_2 = n\sin\beta_2. \qquad (1.1)$$

Trei dintre ele — A, n și α_1 — sînt de obicei date și acest fapt este suficient pentru determinarea celorlalte patru mărimi.

Unghiul limită. Să clarificăm care este valoarea maximă, A_{max}, pe care o poate lua unghiul de refracție al prismei, A. Substituind în (1.1) $\sin\alpha_1 = \sin\alpha_2 = 1$, găsim că valoarea maximă pentru $\sin\beta_1$ și $\sin\beta_2$ va fi $1/n$. Avînd în vedere că $\beta_1 = \beta_2 = \arcsin(1/n)$, obținem

$$A_{max} = 2\arcsin(1/n). \qquad (1.2)$$

Dacă unghiul de refracție este mai mare decît această valoare, atunci orice rază incidentă cade pe a doua față sub un unghi mai mare decît unghiul

de reflexie totală. Prin urmare, raza nu iese din fețele de refracție ale prismei (fig. 1.6). Se înțelege, unghiul A trebuie să fie ceva mai mic decît unghiul limită, care corespunde incidenței și emergenței razei din prismă după tangenta la fețele ei. Dacă $A = A_{max}$, atunci, în cazul unei lărgimi finite a fasciculului incident, fețele prismei trebuie să fie infinite.

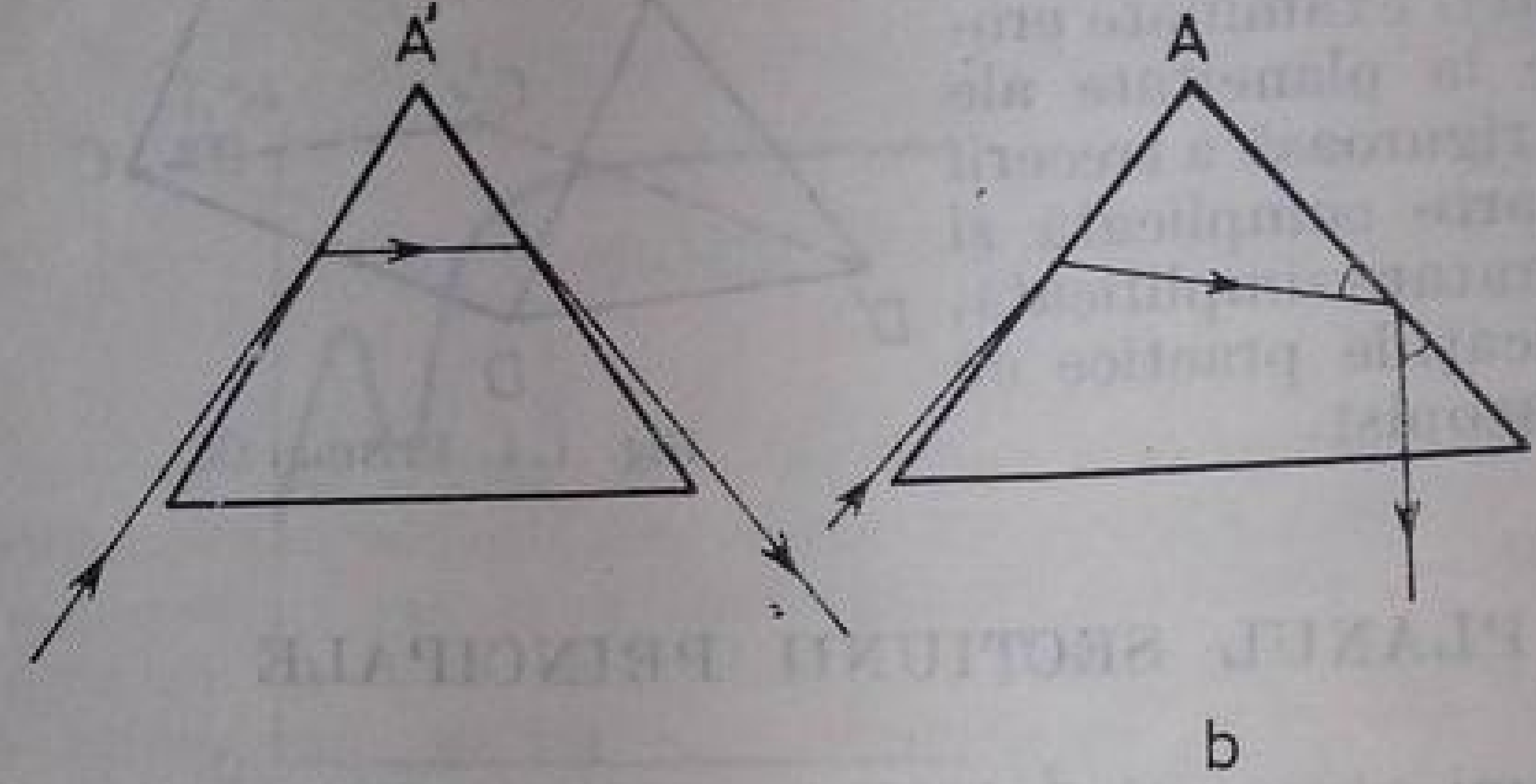


Fig. 1.6. Refracția unei raze printr-o prismă care are unghiul de refracție apropiat de unghiul limită (a) și mai mare ca unghiul limită (b).

Așa cum vom vedea în continuare, este avantajos să se mărească unghiul de refracție al unei prisme. Materialele din care se confecționează prismele au, de obicei, o valoare a indicelui de refracție, n, de ordinul 1,5—1,8. Rezultă că unghiurile de refracție maxime pot fi, respectiv, de 84—67°. Practic, ele trebuie să fie ceva mai mici. Cel mai des se utilizează prisme cu unghiul de refracție de aproximativ 60°.

Unghiul de deviație minimă. Sistemul de ecuații (1.1) permite să se determine condițiile pentru care unghiul de deviație, φ, va avea valoarea minimă. Pentru determinarea lui φ_{min} diferențiem prima dintre ecuațiile (1.1) în raport cu α_1 și egalăm derivata cu zero. Rezultă

$$\frac{d\alpha_2}{d\alpha_1} = -1. \tag{1.3}$$

Diferențiind celelalte ecuații ale sistemului (1.1), obținem

$$d\beta_1 + d\beta_2 = 0,$$

$$\cos\alpha_1\, d\alpha_1 = n\cos\beta_1\, d\beta_1,\quad \cos\alpha_2\, d\alpha_2 = n\cos\beta_2\, d\beta_2, \tag{1.4}$$

de unde,

$$\frac{d\alpha_2}{d\alpha_1} = -\frac{\cos\alpha_1\cos\beta_2}{\cos\beta_1\cos\alpha_2}. \tag{1.5}$$

Exprimînd mărimile $\cos\beta_1$ și $\cos\beta_2$ prin $\sin\alpha_1$ și $\sin\alpha_2$, conform ultimelor două ecuații din sistemul (1.1), obținem

$$\frac{d\alpha_1}{d\alpha_2} = -\frac{\cos\alpha_2}{\cos\alpha_1}\frac{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha_1}}{\sqrt{n^2-\sin^2\alpha_2}}. \tag{1.6}$$

Din ecuațiile (1.3) și (1.6) obținem

$$\frac{\cos^2\alpha_1}{n^2-\sin^2\alpha_1} = \frac{\cos^2\alpha_2}{n^2-\sin^2\alpha_2}. \tag{1.7}$$

Ecuația (1.7) satisface relația $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_0$. Se poate arăta că această valoare corespunde minimului și nu maximului unghiului φ. Pentru $\alpha_1 = \alpha_2$

este satisfăcută și condiția $\beta_1 = \beta_2 = \beta_0$. Raza incidentă și raza emergentă sînt simetrice față de ambele fețe ale prismei.

În condițiile unghiului minim de deviație, unghiul de incidență, α_0, unghiul de refracție al prismei, A, unghiul de deviație, φ, și indicele de refracție, n, sînt legate prin relația

$$\sin \alpha_0 = n \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \varphi}{2}. \tag{1.8}$$

Această expresie se obține ușor din (1.1). Într-adevăr, în situația în care traversarea prismei se face simetric, $\alpha_1 = \alpha_0 = (\varphi + A)/2$ și $\beta_1 = \beta_0 = A/2$. Înlocuind aceste valori, α_1 și β_1, în cea de a treia ecuație a sistemului (1.1) obținem egalitatea (1.8).

Luînd $A = 60°$, $n = 1{,}6$, obținem pentru α valoarea de 46°. Pentru majoritatea aparatelor cu o singură prismă, unghiul φ este apropiat de această valoare.

Mărirea unghiulară a prismei. Pînă acum am considerat că pe prismă cade o singură rază. Să examinăm cazul mai apropiat de practică, al incidenței pe suprafața prismei a unui fascicul de raze omocentric, îngust, a cărui sursă este punctul I. Să notăm cu θ unghiul mic din planul secțiunii principale, dintre razele extreme ale fasciculului. Datorită refracției, prelungirile acestor raze se intersectează în punctul I', sub unghiul φ, care, în general, este diferit de θ. Raportul $w = \psi/\theta$ se numește mărirea unghiulară a prismei. Unghiul θ (fig. 1.7) este egal cu variația unghiului de incidență ($\Delta\alpha_1$) al razelor extreme ale fasciculului, iar unghiul ψ este egal cu variația unghiului de emergență ($-\Delta\alpha_2$) a razelor la ieșirea din prismă. Presupunînd unghiurile ψ și θ mici, vom înlocui variațiile finite prin diferențialele respective. Prin urmare,

$$w = -\frac{d\alpha_2}{d\alpha_1}$$

și, conform cu (1.5),

$$w = \frac{\cos \alpha_1 \cos \beta_2}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1}. \tag{1.9}$$

Dacă prisma este așezată în poziția corespunzătoare deviației minime, atunci $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_0$ și $\beta_1 = \beta_2 = \beta_0$, iar $w = 1$. Dacă $\alpha_1 < \alpha_0$, atunci $w > 1$. În cazul $\alpha_1 > \alpha_0$, $w < 1$. În cazul incidenței razante, $\alpha_1 = \pi/2$, atunci $\cos \alpha_1 = 0$ și deci $w = 0$. Altfel spus, dimensiunile unghiulare vizibile ale sursei de

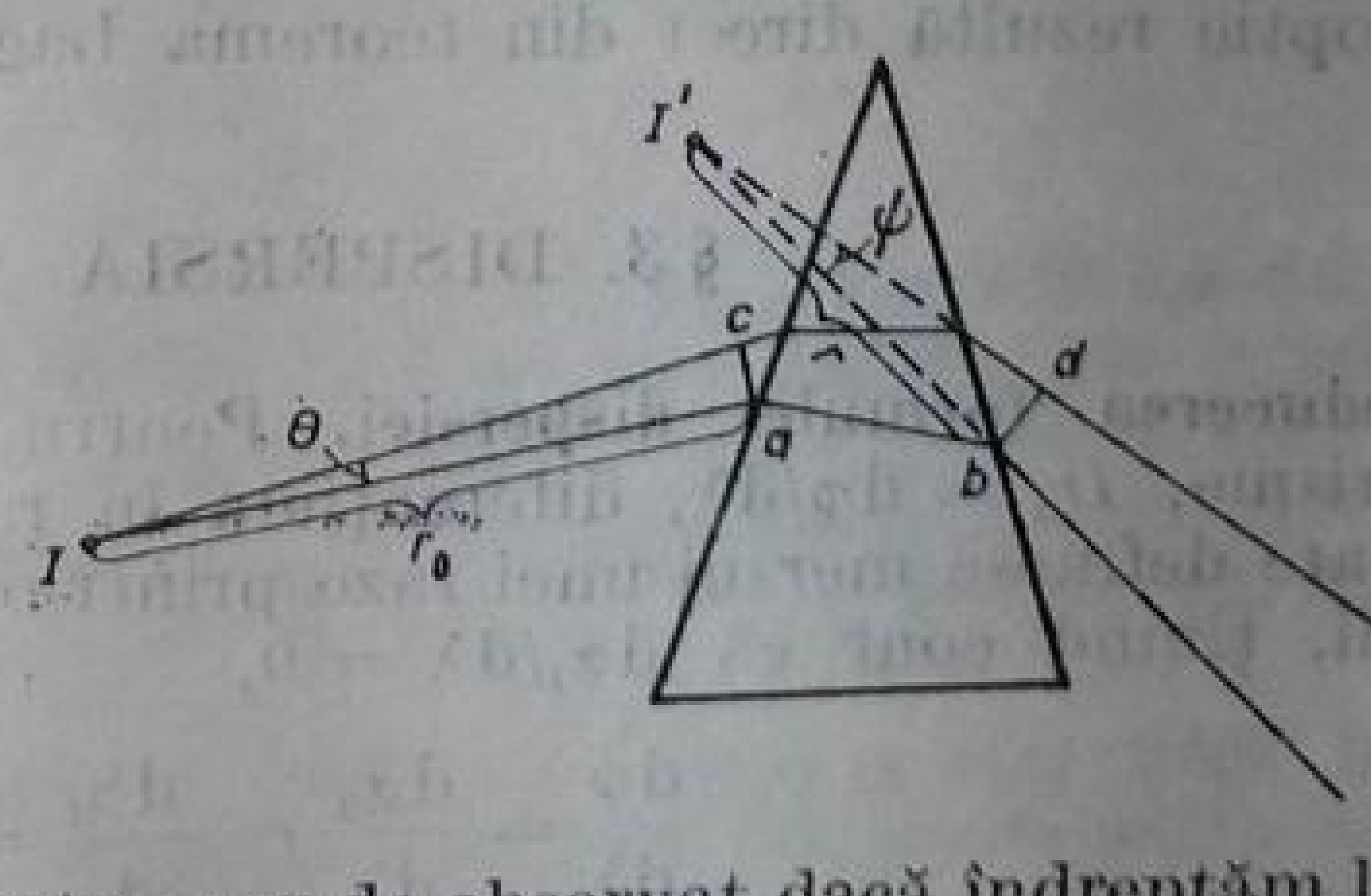


Fig. 1.7. Mărirea unghiulară a prismei.

lumină sînt foarte mici. Acest fapt este ușor de observat dacă îndreptăm lumina solară de-a lungul uneia dintre fețele prismei. Pe un ecran plasat după prismă se va vedea spectrul solar cu liniile Fraunhofer înguste și clare. Dacă se rotește prisma astfel încît unghiul de incidență să fie vizibil diferit de 90°, atunci, dato-

rită măririi diametrului unghiular aparent al soarelui, liniile dispar. Viceversa, dacă raza emergentă este razantă la fața prismei, atunci $\cos\alpha_2 = 0$ și deci $w = \infty$.

Să arătăm că mărirea unghiulară a prismei este egală cu raportul dintre lărgimile fronturilor de undă plană incidentă și, respectiv, emergentă. Într-

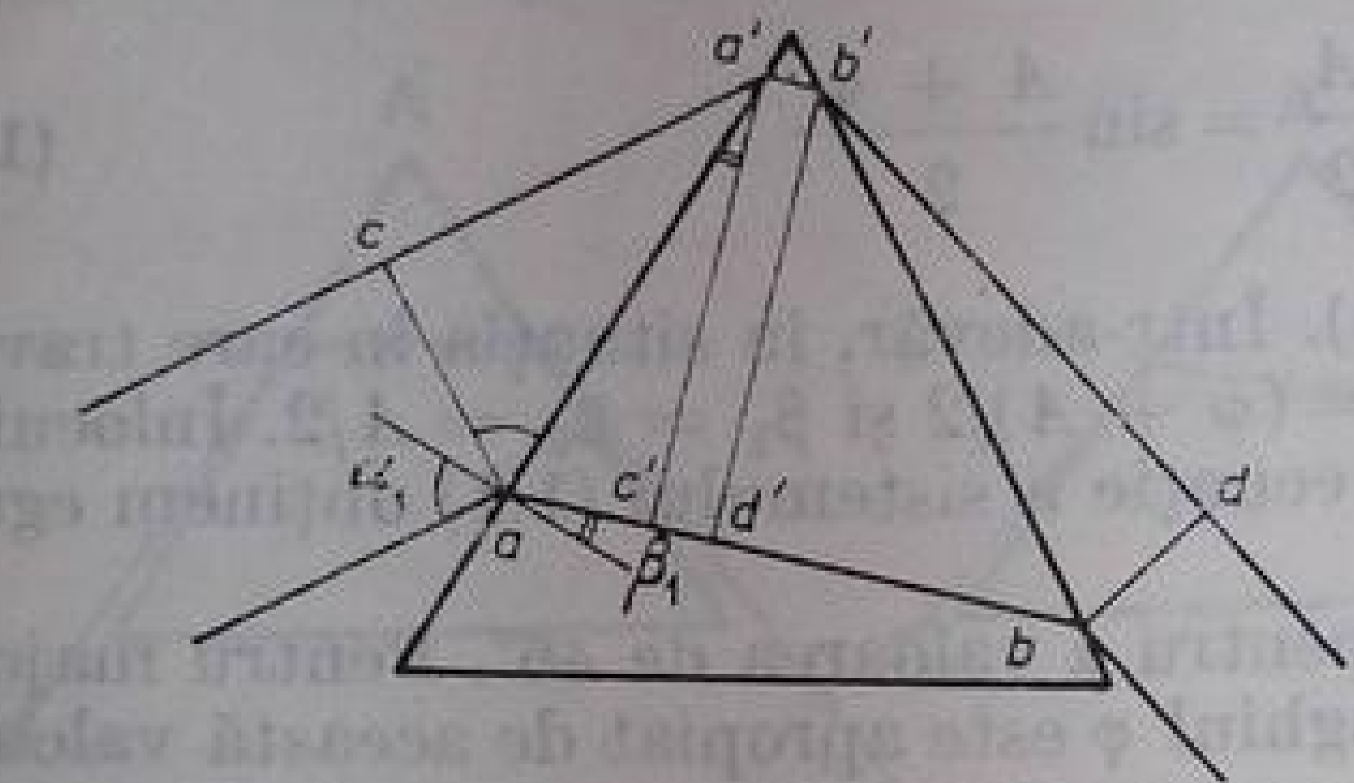


Fig. 1.8. Modificarea lărgimii frontului de undă la trecerea acestuia printr-o prismă.

adevăr, din triunghiurile $aa'c$ și $aa'c'$ (fig. 1.8) se poate determina raportul dintre lărgimile fronturilor ac și $a'c'$. Deoarece $ac = aa'\cos\alpha_1$ și $a'c' = aa'\cos\beta_1$, atunci

$$\frac{ac}{a'c'} = \frac{\cos\alpha_1}{\cos\beta_1}. \tag{1.10}$$

În mod analog, pentru lărgimea frontului emergent, obținem

$$\frac{bd}{b'd'} = \frac{\cos\alpha_2}{\cos\beta_2} \tag{1.11}$$

Împărțind relația (1.10) la (1.11) și ținînd cont că $a'c' = b'd'$, avem

$$\frac{ac}{bd} = \frac{\cos\alpha_1\,\cos\beta_2}{\cos\alpha_2\,\cos\beta_1}. \tag{1.12}$$

Comparînd această egalitate cu (1.9), ne convingem că

$$\frac{ac}{bd} = w. \tag{1.13}$$

Așadar, mărirea unghiulară este numeric egală cu contracția frontului de undă datorită trecerii printr-o prismă. Această relație generală pentru orice sistem optic rezultă direct din teorema Lagrange-Helmholtz.

§ 3. DISPERSIA PRISMEI

Deducerea formulei dispersiei. Pentru calculul dispersiei unghiulare a unei prisme, $D_\varphi = \mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}\lambda$, diferențiem în raport cu λ ecuațiile fundamentale (1.1), care definesc mersul unei raze printr-o prismă. Să scriem rezultatul diferențierii, ținînd cont că $\mathrm{d}\alpha_1/\mathrm{d}\lambda = 0$,

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\mathrm{d}\alpha_2}{\mathrm{d}\lambda}, \quad \frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\lambda} = -\frac{\mathrm{d}\beta_2}{\mathrm{d}\lambda},$$

$$\sin\beta_1\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} + n\cos\beta_1\frac{\mathrm{d}\beta_1}{\mathrm{d}\lambda} = 0,\ \cos\alpha_2\frac{\mathrm{d}\alpha_2}{\mathrm{d}\lambda} = n\cos\beta_2\frac{\mathrm{d}\beta_2}{\mathrm{d}\lambda} + \sin\beta_2\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}. \tag{1.14}$$

După eliminarea din aceste egalități a derivatelor $d\beta_1/d\lambda$ și $d\beta_2/d\lambda$ obținem

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{d\alpha_2}{d\lambda}=\frac{\sin\beta_1\cos\beta_2+\sin\beta_2\cos\beta_1}{\cos\alpha_2\cos\beta_1}\frac{dn}{d\lambda} \tag{1.15}$$

sau

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{\sin(\beta_1+\beta_2)}{\cos\alpha_2\cos\beta_1}\frac{dn}{d\lambda}=\frac{\sin A}{\cos\alpha_2\cos\beta_1}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{1.16}$$

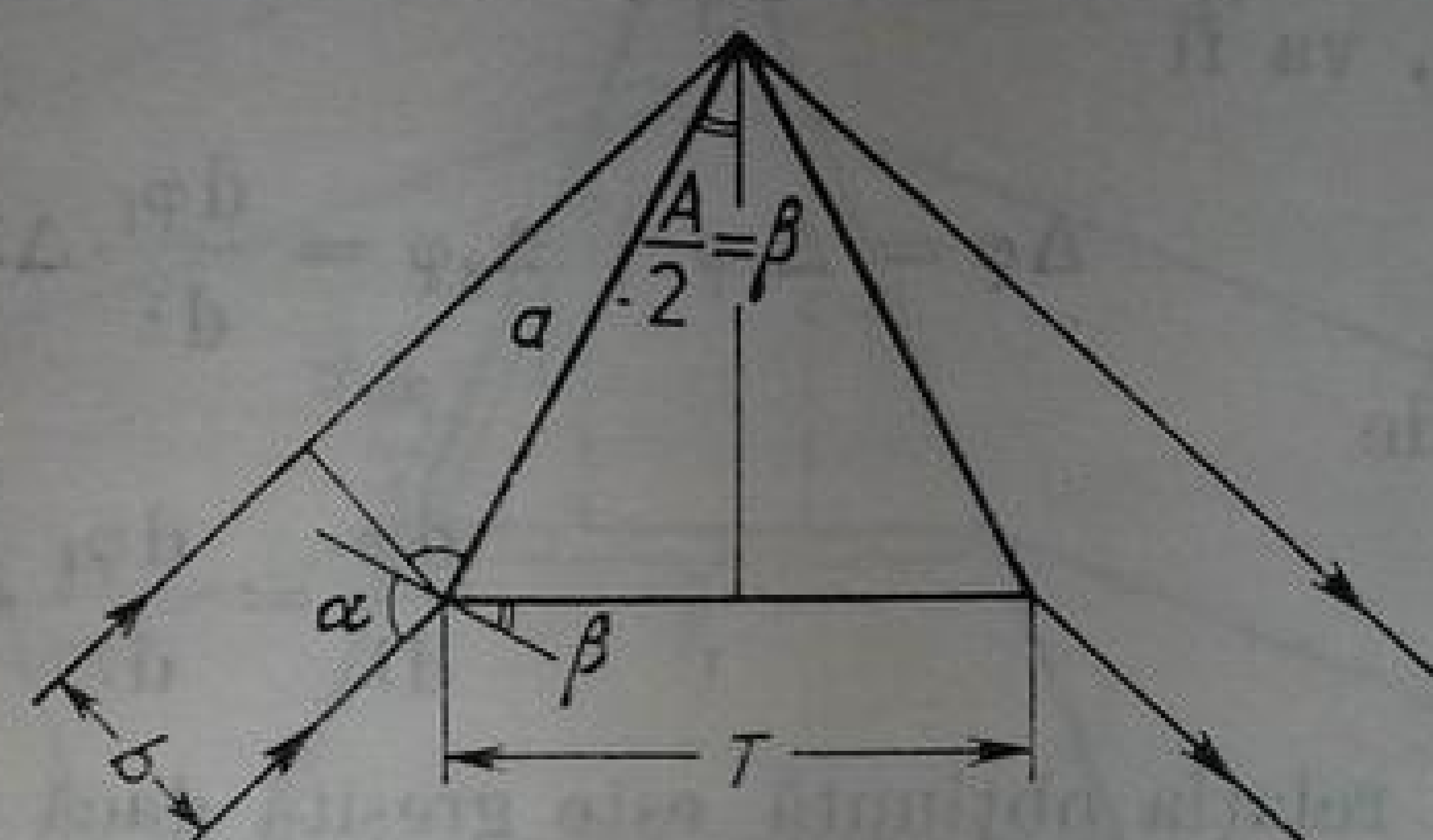


Fig. 1.9. Trecerea luminii printr-o prismă care se află la minimul de deviație.

Dacă prisma este fixată în poziția de deviație minimă, atunci $\alpha_1=\alpha_2=\alpha$ și $\beta_1=\beta_2=\beta=A/2$ (fig. 1.9). Atunci relația (1.15) poate fi transcrisă sub forma

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=2\frac{\sin\beta}{\cos\alpha}\frac{dn}{d\lambda}=\frac{2\sin A/2}{\sqrt{1-n^2\sin^2 A/2}}\frac{dn}{d\lambda} \tag{1.17}$$

sau încă

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{2}{n}\operatorname{tg}\alpha\frac{dn}{d\lambda}. \tag{1.18}$$

Ținînd cont că $\sin\beta=T/(2a)$ și $\cos\alpha=b/a$, T fiind baza prismei, a — lungimea feței ei laterale, iar b — lărgimea fasciculului incident, relația (1.17) mai poate fi scrisă și sub forma

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{T}{b}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{1.19}$$

Dacă unghiul A este egal cu 60°, atunci expresia (1.17) devine

$$\frac{d\varphi}{d\lambda}=\frac{2}{\sqrt{4-n^2}}\frac{dn}{d\lambda}.$$

Din expresia (1.16) rezultă că dispersia prismei devine infinită dacă $\alpha_2=$ $=\pi/2$. Însă observarea în aceste condiții este neconvenabilă. Din relația (1.9), care dă mărirea unghiulară a unei prisme, se vede că, totodată, și w devine infinit. Cu alte cuvinte, avantajul obținut grație măririi distanței dintre linii, determinat de creșterea dispersiei, cînd $\alpha_2\to\pi/2$, va fi anulat prin lărgirea concomitentă a imaginii fantei.

Din formula (1.16) se poate găsi condiția de minim a dispersiei. În acest scop trebuie determinat maximul funcției $\cos\alpha_2\cos\alpha_1$. Se poate arăta că minimul dispersiei nu coincide cu minimul deviației.

Dispersia unui sistem de prisme. Dacă două sau mai multe prisme sînt fixate la deviația minimă, una după alta, atunci dispersia, $d\varphi/d\lambda$, unui asemenea sistem este egală cu suma dispersiilor tuturor prismelor. Într-adevăr, fie $\Delta_1\varphi$

unghiul dintre două raze care corespund lungimilor de undă λ şi $\lambda + \Delta\lambda$. Ca urmare a traversării celei de a doua prisme, prima rază este deviată cu unghiul φ_2, iar cea de a doua cu unghiul $\varphi_2 + \Delta_2\varphi$. Unghiul $\Delta_2\varphi$, determinat de dispersia celei de a doua prisme, este egal cu

$$\Delta_2\varphi = \frac{d\varphi_2}{d\lambda}\Delta\lambda.$$

Unghiul $\Delta\varphi$, de divergenţă între cele două raze după traversarea ambelor prisme, va fi

$$\Delta\varphi = \Delta_1\varphi + \Delta_2\varphi = \frac{d\varphi_1}{d\lambda}\Delta\lambda + \frac{d\varphi_2}{d\lambda}\Delta\lambda = \frac{d\varphi}{d\lambda}\Delta\lambda,$$

de unde

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi_1}{d\lambda} + \frac{d\varphi_2}{d\lambda}. \tag{1.20}$$

Totuşi relaţia obţinută este greşită dacă cea de a doua prismă nu este fixată la minimul de deviaţie. Într-adevăr, fie w_2 mărirea unghiulară a celei de a doua prisme. Razele emergente din cea de a doua prismă, cu lungimile de undă λ şi $\lambda + \Delta\lambda$, formează, ca mai înainte, unghiul $\Delta_1\varphi$. Datorită măririi unghiulare, dată de cea de a doua prismă, acest unghi va deveni $\Delta_1'\varphi = w_2\Delta_1\varphi$. În afară de aceasta, datorită dispersiei celei de a doua prisme, acest unghi va creşte cu unghiul $\Delta_2\varphi$. După traversarea celor două prisme, unghiul total de divergenţă a razelor va fi

$$\Delta\varphi = w_2\Delta_1\varphi + \Delta_2\varphi$$

sau, trecînd la dispersie,

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = w_2\frac{d\varphi_1}{d\lambda} + \frac{d\varphi_2}{d\lambda}. \tag{1.21}$$

Acest raţionament se poate generaliza uşor pentru cazul a k prisme aşezate una după alta. Dispersia rezultantă a unui astfel de sistem se calculează cu ajutorul relaţiei

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \left(\frac{d\varphi}{d\lambda}\right)_{k-1} w_k + \frac{d\varphi_k}{d\lambda}, \tag{1.22}$$

în care $(d\varphi_1/d\lambda)_{k-1}$ este dispersia rezultantă a primelor $k-1$ prisme, considerîndu-le în sensul mersului razei.

Trebuie avut în vedere că atunci cînd unghiurile de refracţie ale prismelor sistemului sînt orientate în sensuri contrare, la însumarea dispersiilor lor trebuie să le atribuim semnul plus sau minus, în funcţie de sensul unghiului de refracţie.

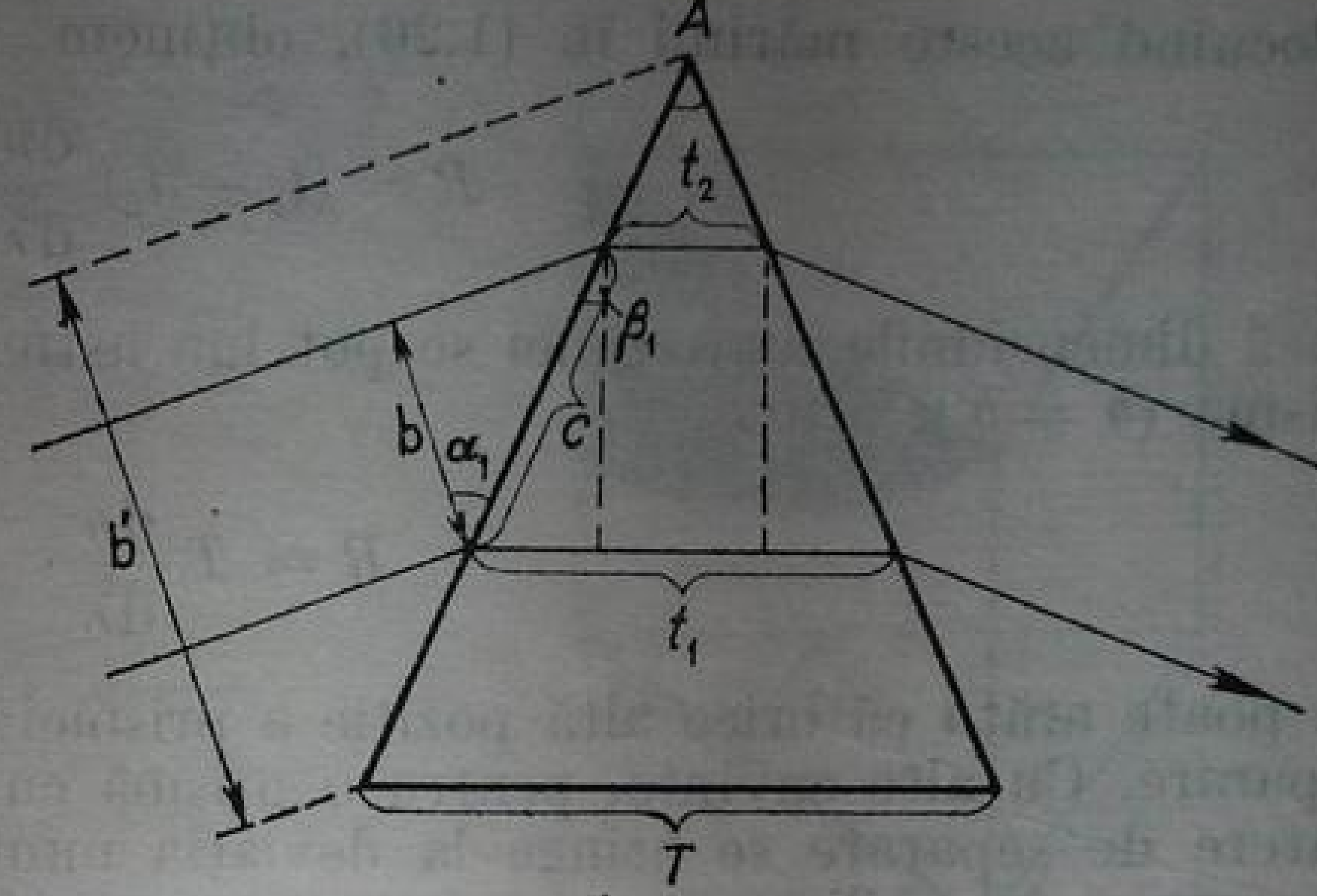
§ 4. PUTEREA DE REZOLUŢIE A UNEI PRISME

Puterea de rezoluţie teoretică. Pentru a calcula mersul unui fascicul de raze prin prismă, pînă acum am folosit aproximaţia opticii geometrice. Însă puterea de rezoluţie limită a unei prisme este determinată de faptul că frontul undei luminoase incidente pe prismă este limitat de dimensiunile prismei. Datorită difracţiei pe marginile prismei sau pe oricare alt orificiu care limitează

lărgimea fasciculului ia naştere un contur instrumental de difracţie, despre care am vorbit mai sus.

În continuare, utilizînd condiţia Rayleigh, vom calcula puterea de rezoluţie determinată tocmai de acest contur. Pentru simplitatea calculului, vom presupune că fasciculul incident pe prismă este paralel, iar lărgimea lui, b, este

Fig. 1.10. Determinarea puterii de separare a unei prisme.



limitată de o diafragmă care se află în faţa prismei (fig. 1.10). Secţiunea principală a prismei este un triunghi isoscel cu baza T şi cu unghiul de la vîrf A. Datorită difracţiei pe marginile diafragmei, distribuţia energiei în funcţie de unghiul direcţiei respective va fi descrisă de funcţia cunoscută (12),

$$E = E_0 \frac{\sin^2 u}{u^2},$$

în care $u = \pi b (\sin \varphi)/\lambda$. Distanţa unghiulară, $\delta' \varphi$, dintre maximul principal ($u = 0$) şi primul minim ($u = \pi$) ale acestei funcţii, este egală cu

$$\delta'\varphi \approx \sin \delta'\varphi = \lambda/b. \tag{1.23}$$

Deoarece prisma dă o mărire unghiulară w, la ieşirea fasciculului de raze, după ce trece prin prismă, distanţa unghiulară corespunzătoare criteriului Rayleigh devine egală cu $\delta\psi = w\delta'\varphi$. Fie ca fasciculul incident pe prismă să conţină radiaţiile a două linii avînd lungimile de undă λ şi $\lambda + \delta\lambda$. Atunci distanţa unghiulară, $\delta''\varphi$, dintre direcţiile maximelor principale va fi

$$\delta''\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} \delta\lambda. \tag{1.24}$$

Conform criteriului Rayleigh, liniile vor fi separate dacă $\delta''\varphi \geqslant \delta\psi$. Considerînd cazul limită, adică $\delta''\varphi = \delta\psi = w\delta'\varphi$, şi utilizînd relaţiile (1.16), (1.23), (1.24) şi (1.9) se poate scrie

$$\frac{\sin A}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda = \frac{\cos \alpha_1 \cos \beta_2}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{\lambda}{b}, \tag{1.25}$$

de unde,

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{\sin A}{\cos \alpha_1 \cos \beta_2} b \frac{dn}{d\lambda}. \tag{1.26}$$

Dacă prisma este fixată în poziția deviației minime ($\alpha_1 = \alpha_0$, $\beta_1 = \beta_0$), atunci expresia (1.26) este ușor de transformat. Din figura 1.10 rezultă că

$$\cos \alpha_0 = \frac{b}{c}, \ \sin \beta_0 = \sin \frac{A}{2} = \frac{t_1 - t_2}{2c}.$$

Înlocuind aceste mărimi în (1.26), obținem

$$R = (t_1 - t_2)\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}. \tag{1.27}$$

Dacă dimensiunile diafragmei se pot lua astfel încît fasciculul să umple toată prisma ($b = b'$), atunci

$$R = T\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}. \tag{1.28}$$

Se poate arăta că orice altă poziție a prismei duce la micșorarea puterii ei de separare. Cu alte cuvinte, pentru o prismă cu dimensiuni date, cea mai mare putere de separare se atinge la deviația minimă. Acesta este un argument important în utilizarea unui asemenea aranjament al prismei.

Remarcăm că puterea de separare Rayleigh a unei prisme se poate realiza destul de rar. De obicei, puterea de separare reală a unei prisme este mult mai mică.

Din formula (1.28) rezultă că puterea de separare a unei prisme depinde numai de lungimea bazei prismei, nu și de mărimea unghiului de refracție. Prin urmare, pentru toate cele trei prisme reprezentate în figura 1.11 mărimea R este aceeași. Totuși, așa cum acest fapt va fi mai clar din cele ce urmează, cu cît este mai mică dispersia unghiulară a unei prisme, cu atît este mai greu de realizat puterea ei de separare. Acest fapt ne obligă să preferăm prismele cu unghiuri de refracție mari. De asemenea, cu cît este mai mare unghiul de refracție, cu atît se consumă mai puțin material pentru confecționarea unei prisme cu o anumită mărime a bazei. Și acesta este un argument serios în favoarea utilizării prismelor cu unghi de refracție mare, care, din această cauză, se ia totdeauna aproape egal cu unghiul limită.

Puterea de separare a unei prisme de sticlă se poate evalua ușor, folosind datele referitoare la dispersia sticlelor.

Unul dintre neajunsurile importante ale prismelor este scăderea rapidă atît a puterii de separare, cît și a dispersiei, pe măsura trecerii de la extremitatea din domeniul albastru al spectrului la cea din domeniul roșu.

Astfel, pentru sticla TΦ—5, pentru domeniul albastru al spectrului, $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda \approx \approx 3200\ \mathrm{cm}^{-1}$, pe cînd pentru domeniul roșu, $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda \approx 1170\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Admițînd această valoare, obținem pentru o prismă cu baza de 5 cm o putere de separare, în domeniul roșu ≈ 5000, iar în cel albastru $\approx 15\,000$.

Folosind aceste date sînt ușor de evaluat dimensiunile minime ale unei prisme, necesare pentru separarea unora sau altora dintre liniile unui spectru. Astfel, pentru separarea celor două linii D ale sodiului, care se află una de alta la o distanță de 6 Å, este necesară o putere de separare $R = 6000/6 = 1000$, adică pentru aceasta este suficientă o prismă din sticlă TΦ—5 cu baza de aproximativ 1 cm. Pentru separarea liniilor dubletului $H_\alpha - D$ (liniile izotopilor hidrogenului, care se află la o distanță de circa 2 Å) este necesară o putere de separare $R = 3000$ în domeniul roșu, adică o prismă cu o bază mai mare decît 3 cm. Pentru mărirea puterii de separare se poate folosi un sistem de k prisme

așezate una după alta. Se poate arăta că puterea de separare a unui asemenea sistem este egală cu suma puterilor de separare ale tuturor prismelor.

Influența absorbției asupra puterii de separare a prismei. Pînă acum am studiat o prismă care nu absoarbe radiația incidentă. În realitate, totdeauna are loc, într-un grad sau altul, o absorbție, ceea ce înseamnă nu numai micșo-

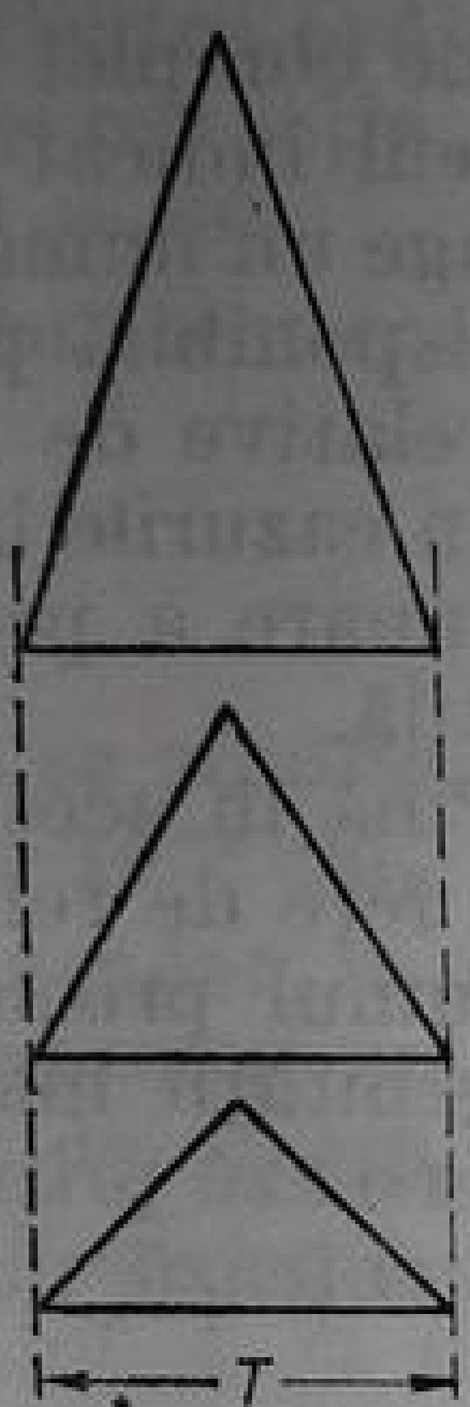


Fig. 1.11. Trei prisme cu bazele egale, care au aceeași putere de separare.

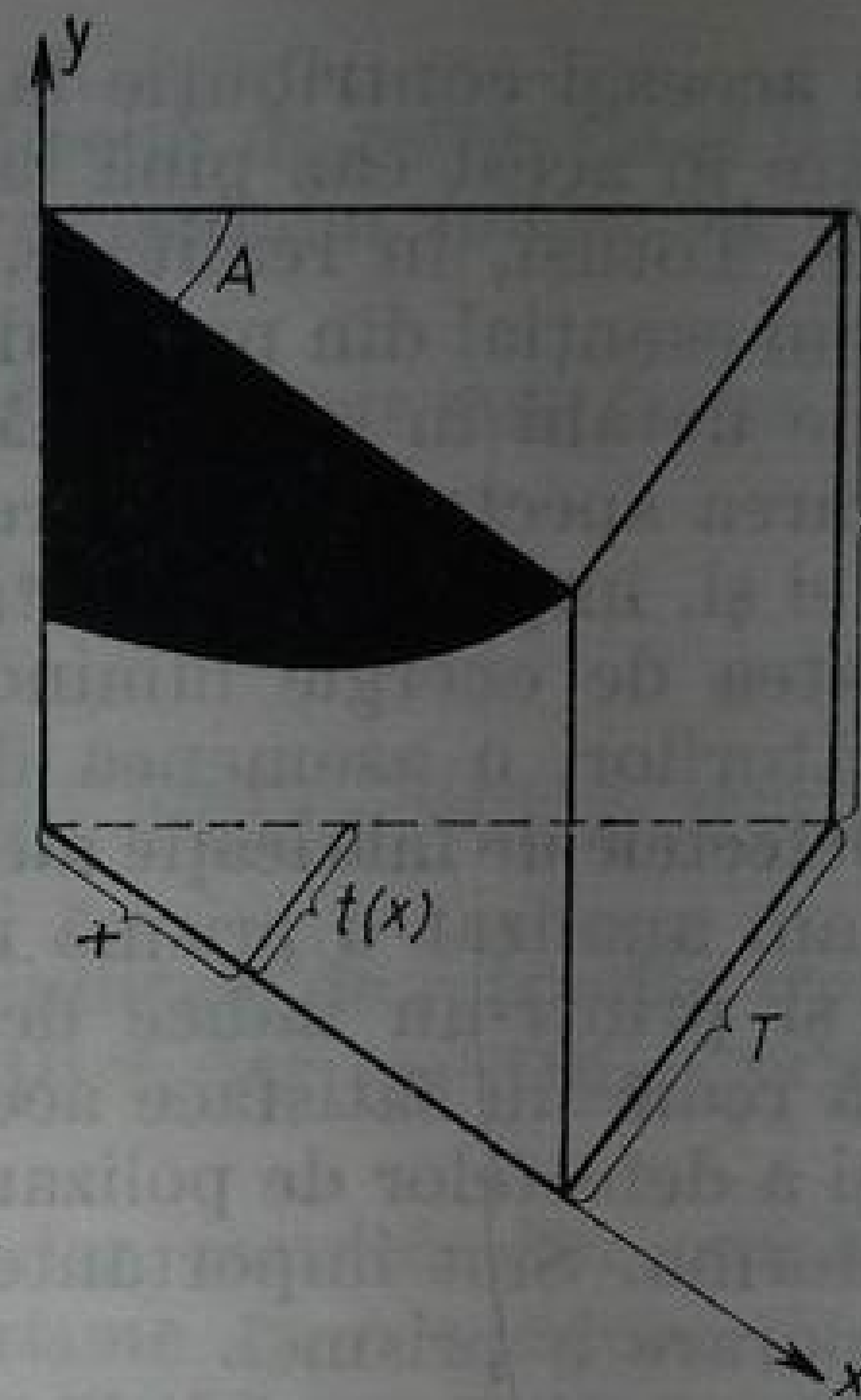


Fig. 1.12. Diafragmarea unei prisme de absorbție, pentru mărirea puterii ei de separare.

rarea cantității totale de energie care trece prin prismă, ci și scăderea puterii ei de separare. Aceasta se datorează faptului că absorbția luminii pentru fasciculele care trec prin apropierea bazei prismei este mai mare decît absorbția pentru fasciculele care trec pe lîngă vîrful ei.

Fie k coeficientul de absorbție al materialului din care este confecționată prisma. Fluxul de lumină $d\Phi$, care trece prin prismă paralel cu baza ei și parcurge distanța t prin prismă, va fi atenuat, conform legii absorbției, cu

$$d\Phi = d\Phi_0 e^{k-t}. \qquad (1.29)$$

Cînd k este esențialmente diferit de zero, atunci $d\Phi$ tinde repede la zero, odată cu creșterea lui t. Calitativ aceasta înseamnă că razele care trec prin prismă traversînd-o pe o mare grosime, deci care se propagă prin apropierea bazei ei, nu vor participa la formarea imaginii. Acest fapt este echivalent cu micșorarea dimensiunilor și, prin urmare, conform relației (1.28), cu micșorarea puterii de separare a prismei. Micșorarea puterii de separare se produce cu atît mai repede, cu cît k este mai mare. Din această cauză, prismele de sticlă, folosite în ultravioletul apropiat, nu numai că absorb o parte importantă din lumină, dar au și o putere de separare mai mică decît prismele cu o transparență mai bună. Este interesant de observat că, cu prețul unei atenuări suplimentare a cantității de lumină care trece prin prismă, putem readuce puterea ei de separare pînă la puterea de separare a unei prisme absolut transparente. Pentru aceasta este necesar să se acopere o parte a suprafeței prismei cu un ecran netransparent, plasat așa cum se vede în figura 1.12. Dacă se ia un sistem de axe de coordonate ca în figura 1.12, atunci ecuația curbei după care este decupat ecranul va trebui să fie de forma

$$y = H\, e^{k[t(x) - T]}.$$

În acest caz, fasciculul de lumină care trece printr-o secțiune oarecare a prismei va fi constant și egal cu

$$d\Phi = d\Phi_0 e^{-kt(x)\frac{y}{H}} = d\Phi_0 e^{-kT}, \tag{1.30}$$

dînd o aceeași contribuție la formarea imaginii. Puterea de separare Rayleigh va crește în acest caz pînă la puterea de separare a unei prisme complet transparente. Totuși, în realitate, aceasta nu înseamnă că procedeul indicat poate contribui esențial din punct de vedere al posibilității de a distinge un număr mai mare de detalii în spectru. Micșorarea cantității de energie disponibilă pentru observarea spectrului are drept consecință creșterea erorilor relative de măsurare a ei și, implicit, o înrăutățire a puterii de separare reale. În cazurile în care cantitatea de energie luminoasă nu atrage după sine o diminuare a preciziei măsurătorilor, o asemenea diafragmare a prismei poate fi utilă.

Defectele de fabricație ale prismelor și puterea de separare. Pînă în acest moment am analizat o prismă ideală, care se caracterizează prin fețe de refracție plane și printr-un indice de refracție constant în întreg volumul prismei. O prismă reală nu satisface aceste condiții. Ca urmare a neomogenității materialului și a defectelor de polizare, frontul unei unde plane ce traversează prisma se va deforma. Sînt importante numai acele deformații care influențează puterea de separare a prismei.

Să examinăm condițiile în care se produc astfel de deformații. Pentru simplitatea calculelor vom analiza o prismă care este fixată la deviația minimă. Influența defectelor prismei se manifestă în faptul că normalele la frontul de undă care trece prin prismă, în diferite porțiuni ale lui, nu vor mai fi paralele între ele. Să notăm unghiul maxim dintre aceste normale cu $\delta\varphi$, iar distanța unghiulară dintre două raze care satisfac criteriul Rayleigh, cu $\delta\psi$. Este evident că defectele prismei vor afecta prea puțin puterea ei de separare, dacă $\delta\varphi \leqslant \delta\psi$, unde

$$\delta\psi = \frac{d\varphi}{d\lambda}\frac{d\lambda}{\lambda}\lambda.$$

Aici $\lambda/\delta\lambda = R$ este puterea de separare a unei prisme, după Rayleigh. Utilizînd relațiile (1.17) și (1.28), avem

$$\delta\varphi \leqslant \frac{2\sin(A/2)}{\sqrt{1-n^2\sin^2(A/2)}}\frac{\lambda}{T}. \tag{1.31}$$

Considerînd $A = 60°$ și $n = 1,7$, obținem condiția aproximativă

$$d\varphi \leqslant 2\frac{\lambda}{T}. \tag{1.32}$$

Dacă aria porțiunilor cu defecte ale prismei este mică, astfel încît aportul lor la formarea imaginii liniilor spectrale se poate neglija, atunci pot fi admise chiar și abateri locale mai mari ale unghiului de refracție.

Pentru determinarea lui $\delta\varphi$ vom diferenția expresia (1.8)

$$\sin\frac{A}{2}\delta n + n\cos\frac{A}{2}\frac{\delta A}{2} = \cos\left(\frac{A+\varphi}{2}\right)\frac{\delta A}{2} + \cos\left(\frac{A+\varphi}{2}\right)\frac{\delta\varphi}{2}, \tag{1.33}$$

de unde

$$\delta\varphi = \frac{2\sin\frac{A}{2}\,\delta n + \left(n\cos\frac{A}{2} - \cos\frac{A+\varphi}{2}\right)\delta A}{\cos\frac{A+\varphi}{2}}. \tag{1.34}$$

Pentru evaluarea abaterilor admisibile ale indicelui de refracţie şi a unghiului de refracţie de la valorile lor normale, să presupunem iniţial că $n = 1,7$, iar $A = 60°$.

În acest caz $d\varphi \approx 2(\delta n + \delta A)$, iar condiţia (1.32) se scrie sub forma

$$\delta n + \delta A \leqslant \frac{\lambda}{T}. \tag{1.32'}$$

Dacă se admite că $\delta A = 0$, adică feţele prismei sînt ideale, atunci, pentru $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm, obţinem $\delta n \leqslant 5 \cdot 10^{-5}/T$.

Aşadar, în cazul unei prisme cu baza de 1 cm indicele de refracţie trebuie să fie cunoscut cu o precizie care să depăşească $5 \cdot 10^{-5}$, iar pentru o prismă cu baza de 10 cm, mai mare de $5 \cdot 10^{-6}$.

Restricţiile referitoare la calitatea suprafeţelor rezultă din condiţia ca unghiul A să fie constant de-a lungul întregii prisme cu o abatere mai mică decît $5 \cdot 10^{-5}/T$, deci în cazul unei prisme cu baza de 10 cm, cu o precizie mai bună ca $5 \cdot 10^{-6}$, adică, în unităţi de unghi, în jur de o secundă. Aceasta corespunde unei abateri a suprafeţei prismei de la planeitatea perfectă mai mică decît λ.

Astfel de cerinţe faţă de calitatea prelucrării feţelor nu sînt excepţional de severe; se pot obţine uşor suprafeţe plane de o calitate mult mai înaltă. Totuşi cerinţele impuse omogenitătiii materialului sînt dificil de realizat. De aceea, în procesul de fabricare a prismelor mari adesea se recurge la retuşare, adică se compensează astfel deformările frontului de undă provocate de neomogenitatea indicelui de refracţie, prin polizarea anumitor părţi ale suprafeţei prismei.

Trebuie să menţionăm faptul că în majoritatea aparatelor cu prismă nu este folosită întreaga putere de separare teoretică a prismei. Din această cauză, condiţiile de calitate a prismelor sînt mai puţin severe. Evaluările corespunzătoare vor fi făcute mai tîrziu (cap. 4, § 4).

§ 5. PIERDERILE DE LUMINĂ PRIN REFLEXIE ŞI EFECTUL DE POLARIZARE A PRISMEI

Pierderi importante de lumină la trecerea prin prismă se produc datorită reflexiei pe feţele prismei. Prin reflexie se modifică şi starea de polarizare a radiaţiei care se propagă prin prismă. Calcule corespunzătoare se fac cu ajutorul formulei lui Fresnel

$$r_{\parallel} = \frac{\sin^2(\alpha_1 - \beta_1)}{\sin^2(\alpha_1 + \beta_1)}, \quad r_{\perp} = \frac{\mathrm{tg}^2(\alpha_1 - \beta_1)}{\mathrm{tg}^2(\alpha_1 + \beta_1)}. \tag{1.35}$$

În ultima relaţie $r_{\parallel}$ este coeficientul de reflexie pe prima faţă a prismei, corespunzător componentei polarizate în planul de incidenţă, iar $r_{\perp}$ este acelaşi coeficient pentru componenta polarizată perpendicular.

Dacă pe prismă cade un flux de radiații nepolarizate, Φ_0, atunci pentru fluxurile de lumină care corespund, în lumină reflectată, celor două direcții de polarizare, reciproc perpendiculare, avem

$$\Phi'_{\parallel} = \frac{1}{2}\Phi_0 r_{\parallel}, \quad \Phi'_{\perp} = \frac{1}{2}\Phi_0 r_{\perp}, \tag{1.36}$$

iar pentru radiația care intră în prismă prin această față,

$$\Phi_{\parallel} = \frac{1}{2}\Phi_0(1 - r_{\parallel}), \quad \Phi_{\perp} = \frac{1}{2}\Phi_0(1 - r_{\perp}). \tag{1.37}$$

Prin urmare, pierderile de lumină la trecerea printr-o singură față sînt

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi'_{\parallel} + \Phi'_{\perp}}{\Phi_0} = \frac{1}{2}(r_{\parallel} + r_{\perp}), \tag{1.38}$$

iar gradul de polarizare a radiației transmise

$$\gamma = \frac{\Phi_{\perp} - \Phi_{\parallel}}{\Phi_{\perp} + \Phi_{\parallel}} = \frac{r_{\parallel} - r_{\perp}}{2 - r_{\parallel} - r_{\perp}}. \tag{1.39}$$

În figura 1.13 sînt date mărimile $r_{\parallel}$ și $r_{\perp}$, calculate cu ajutorul relațiilor (1.35), în funcție de unghiul de incidență pentru sticla TΦ—5. Folosind aceste mărimi, sînt ușor de evaluat pierderile și polarizarea luminii pentru o prismă de orice construcție.

Să studiem o prismă simplă cu unghiul de refracție de 60°, fixată la deviația minimă, pentru linia galbenă a sodiului ($n = 1{,}755$). În acest caz unghiul de incidență este egal cu 62°30′, ceea ce înseamnă că este aproape de unghiul Brewster, egal cu 60°20′. Așadar, lumina reflectată este polarizată aproape în întregime în planul de incidență și energia ei reprezintă aproximativ 13% din energia radiației incidente. Gradul de polarizare a luminii absorbite este circa 15%. Refracția pe cea de a doua față duce la faptul că lumina ce trece prin prismă este polarizată în proporție de 29%, iar energia ei este aproximativ 77% din energia fasciculului incident. Prin urmare, reflexia luminii are drept

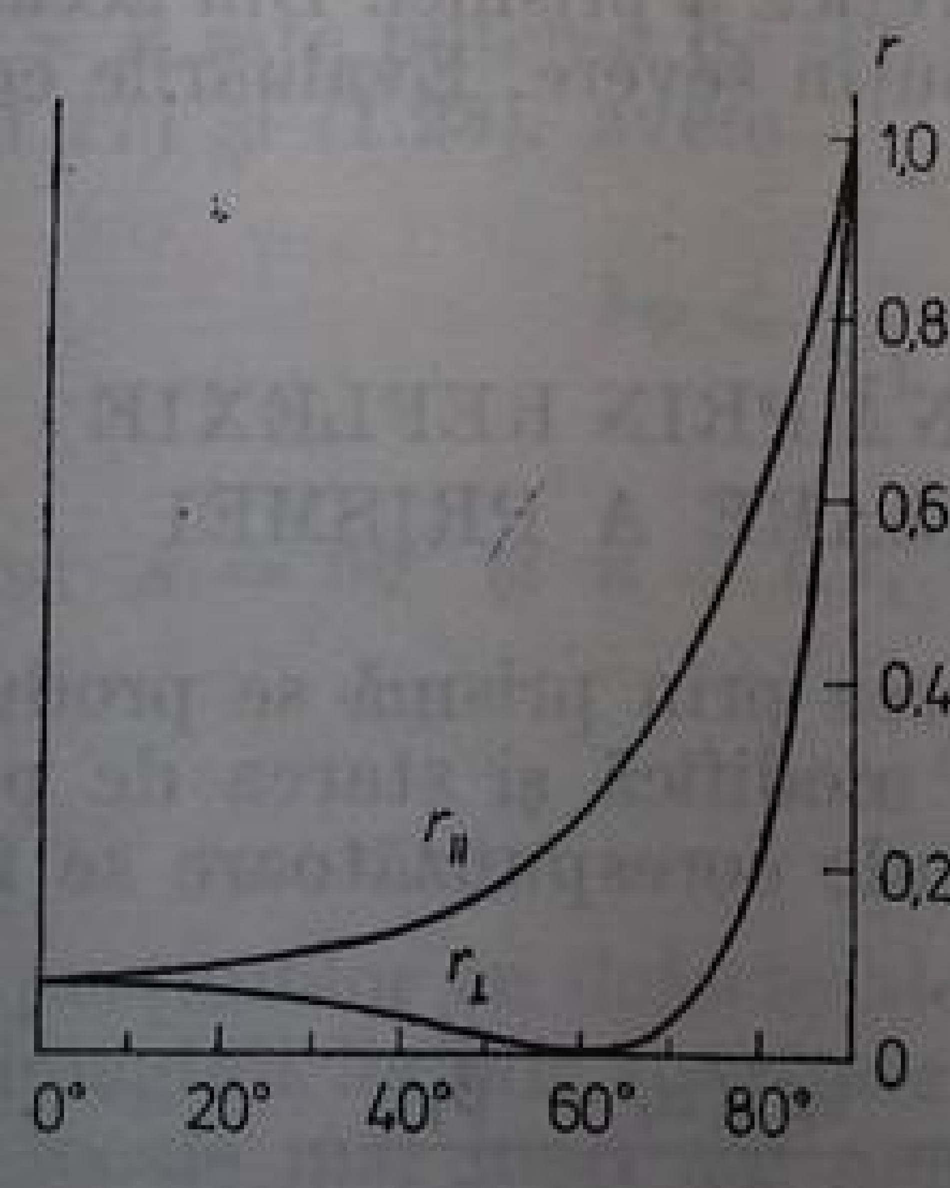


Fig. 1.13. Dependența coeficienților de reflexie de unghiul de incidență, pentru sticla TΦ-5.

consecință nu numai o pierdere de energie luminoasă, ci și modificarea substanțială a polarizării. Prin traversarea de către lumină a unui sistem de trei prisme de 60°, rezultă o polarizare aproape totală a luminii (gradul de polarizare — 72%), iar pierderile prin reflexie ating 42%. Aceasta se explică prin faptul că,

datorită incidenței sub un unghi apropiat de unghiul Brewster, razele de lumină polarizate în planul perpendicular pe planul de incidență aproape nu suferă reflexie.

Acțiunea polarizantă a unei prisme depinde de lungimea de undă: acest fapt rezultă din formula lui Fresnel.

Pierderile prin reflexie cresc repede atunci cînd unghiul de refracție al unei prisme, A, se apropie de valoarea sa limită, dată de formula (1.2). Necesitatea măririi dispersiei impune creșterea inevitabilă a unghiului de refracție. Necesitatea de a micșora însă pierderile de lumină ne determină să luăm unghiul A nu prea aproape de valoarea lui limită, pentru care pierderile sînt de 100%. Acest fapt se poate constata ușor, luînd în formula lui Fresnel, (1.35), pentru α valoarea $\alpha = \pi/2$.

Pierderile de lumină prin reflexie nu corespund exact calculelor, deoarece pelicule fine de pe suprafața prismei pot modifica întrucîtva atît coeficientul de reflexie, cît și starea de polarizare, atît a luminii transmise, cît și a luminii reflectate. Pierderile prin reflexie pot fi considerabile, în special în sistemele cu mai multe prisme. Pentru micșorarea lor se depun pe suprafața prismei straturi antireflex sau se folosesc aranjamente speciale de prisme cu unghiuri mici de incidență.

§ 6. ASTIGMATISMUL ȘI CURBAREA LINIILOR SPECTRALE

Astigmatismul unei prisme. Pînă acum am examinat mersul razelor în planul secțiunii principale a unei prisme. În realitate, pe prismă cade întotdeauna un fascicul larg de raze; totodată aceste raze nu sînt neapărat paralele cu planul secțiunii principale a prismei.

Considerînd refracția unui fascicul de lumină prin prismă, într-un plan perpendicular pe secțiunea sa principală, se vede ușor că, în acest caz, prisma acționează ca o placă plan-paralelă, care nu modifică direcția razelor. O consecință directă a modului diferit în care se produce refracția în cele două secțiuni perpendiculare ale prismei este astigmatismul, care, așa cum vom vedea, este direct legat de mărirea ei unghiulară.

Într-adevăr, așa cum se vede din figura 1.7, la trecerea prin prismă a unui fascicul homocentric, el se transformă astfel încît vîrful fasciculului se apropie de prismă sau se îndepărtează de ea*. În acest caz

$$r_0 = \frac{ac}{\theta} \text{ și } r = \frac{bd}{\psi}.$$

Ținînd cont de faptul că

$$\frac{\psi}{\theta} = \frac{ae}{bd} = w,$$

obținem

$$\frac{r}{r_0} = \frac{1}{w}. \tag{1.40}$$

* În figura 1.7 este reprezentat cazul în care $\alpha_1 < \alpha_0$ și $w > 1$. În cazul în care $\alpha_1 > \alpha_0$, mărimea $w < 1$, iar vîrful fasciculului se va îndepărta de prismă.

Neglijînd grosimea prismei, putem găsi că apropierea vîrfului fasciculului de prismă este

$$\Delta r = r_0 - r = r_0 \frac{w^2 - 1}{w^2}. \tag{1.41}$$

Variația distanței dintre vîrful fasciculului și prismă se produce numai în planul secțiunii principale.

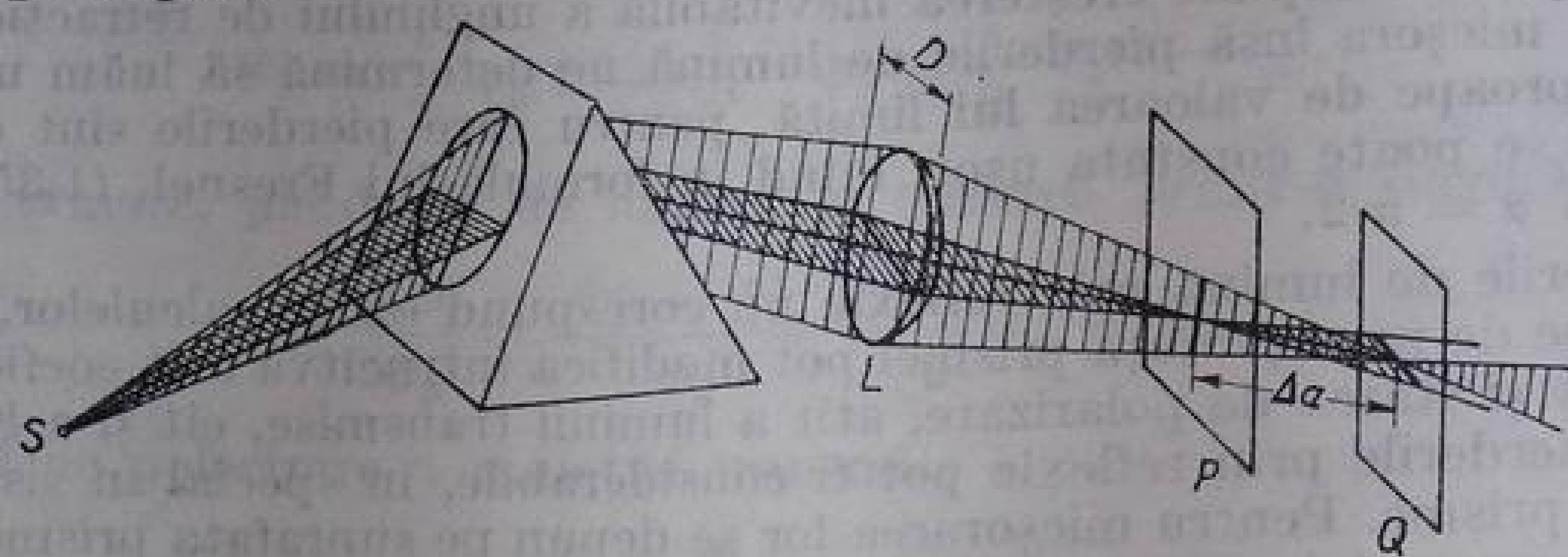


Fig. 1.14. Calcularea astigmatismului unei prisme.

Prin urmare, un fascicul homocentric îngust de raze devine astigmatic la ieșirea sa dintr-o prismă. Dacă se așază un obiectiv în spatele prismei, atunci el va focaliza imaginea punctului S în planul P, sub forma unui segment de dreaptă, perpendicular pe muchia de refracție a prismei, iar în planul Q, sub forma unui segment paralel cu această muchie. Distanța dintre aceste planuri, Δa, poate fi calculată, cunoscînd mărimea Δr, distanța focală și poziția lentilei L (fig. 1.14).

Notînd distanța focală a obiectivului cu F, distanța de la punctul S la obiectiv cu r și de la obiectiv la imagine cu a, avem

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{a} = \frac{1}{F}. \tag{1.42}$$

Derivînd relația (1.42), rezultă

$$\frac{\Delta r}{r^2} = -\frac{\Delta a}{a^2}$$

sau

$$\Delta a = -\Delta r \frac{a^2}{r^2}.$$

Dacă $r \approx r_0 \gg a$, atunci $a \approx F$ și

$$\Delta a = -\Delta r \frac{F^2}{r^2}. \tag{1.43}$$

Fiecare punct din imaginea fantei capătă o întindere într-o direcție perpendiculară față de direcția dispersiei pe distanța

$$\Delta h = \Delta a \frac{D}{F} = \Delta r \frac{F}{r^2} D,$$

în care D este diametrul obiectivului. Pe baza relației (1.41) se poate scrie final

$$\Delta h = \frac{w^2 - 1}{w^2} \frac{F}{r} D. \tag{1.44}$$

Din relația (1.44) se vede că astigmatismul unei prisme devine zero, dacă $w = 1$, adică la deviația minimă. Conform relației (1.44), astigmatismul mai este zero și dacă $r \to \infty$, adică dacă fasciculul incident este un fascicul de raze paralele. În acest caz toate razele fasciculului intră în prismă și ies din ea sub unul și același unghi, iar imaginea punctului luminos va fi tot un punct, independent de dimensiunile prismei și de unghiul de incidență al razelor.

Din cele expuse devine clar de ce aproape toate aparatele spectrale sînt echipate cu un colimator așezat astfel încît prin prismă să treacă un fascicul de raze paralele sau cvasiparalele. În acest caz imaginea liniilor spectrale este mult mai bună. Uneori pot fi concepute sisteme focalizatoare, care să corecteze într-o măsură considerabilă abaterile introduse de prisma prin care trece un fascicul neparalel [1.1]. Totuși, aceste sisteme nu sînt răspîndite, probabil și datorită imperfecțiunilor lor tehnice.

Orice colimator, în afară de cel cu oglinzi, introduce o anumită aberație cromatică. Din această cauză, el va da un fascicul paralel numai pentru o anumită lungime de undă. Razele cu alte lungimi de undă, incidente pe prismă, vor da un fascicul convergent sau divergent, adică vor construi o imagine astigmatică.

Curbarea liniilor spectrale. Să analizăm acum refracția razelor care cad sub un anumit unghi față de planul secțiunii principale. Pentru obținerea spectrelor se utilizează totdeauna o fantă paralelă cu muchia de refracție a prismei ; fanta se află în focarul colimatorului, astfel încît razele care pleacă din partea centrală a fantei să formeze un fascicul de raze paralele cu planul secțiunii principale (fig. 1.15). Evident că și razele care pleacă din alte puncte ale fantei vor forma și ele, după trecerea prin lentila colimatoare, L_1, tot fascicule paralele. Ele vor fi însă înclinate față de planul secțiunii principale cu un unghi γ, care este cu atît mai mare cu cît punctul respectiv al fantei S este mai departe de centrul ei.

Analiza mersului razelor înclinate arată că datorită difracției proiecția unei raze date, în planul secțiunii principale, se rotește cu unghiul φ'. El poate fi calculat cu aceleași formule ca și unghiul de deviație, φ, al unei raze din planul

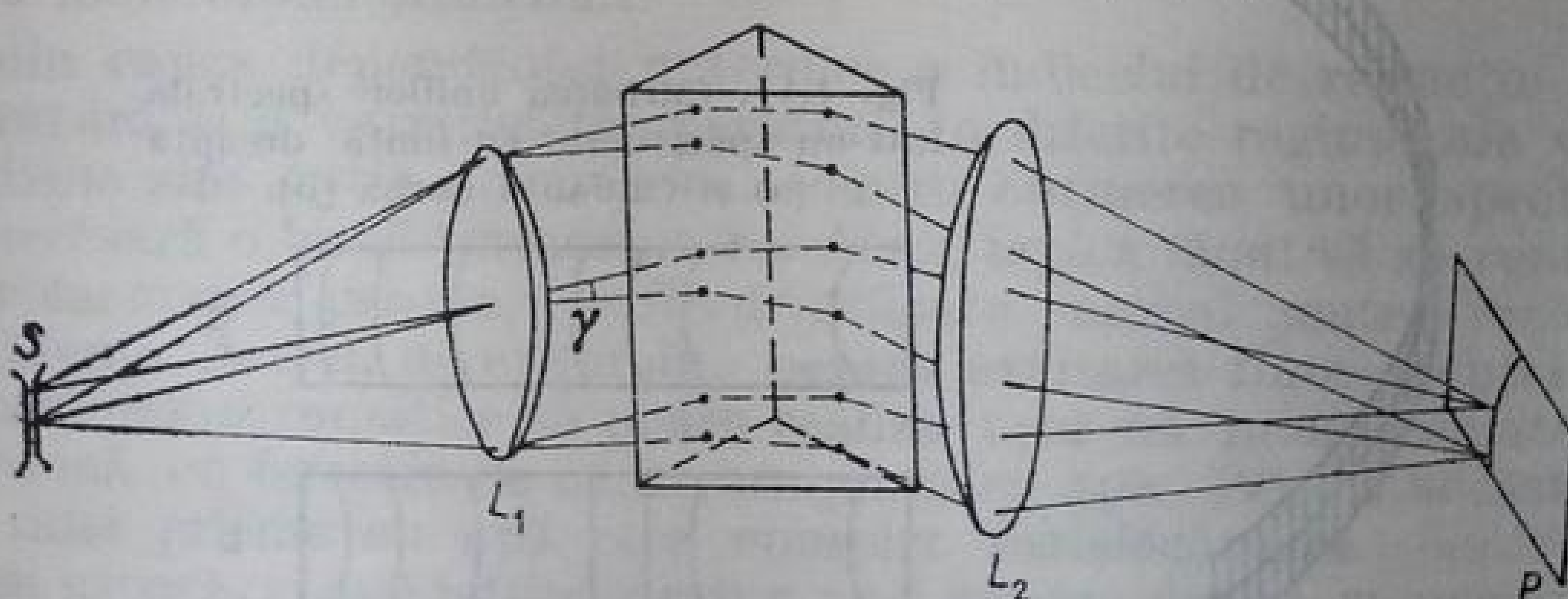


Fig. 1.15. Explicarea curbării liniilor spectrale : L_1 și L_2 — lentila colimatorului și lentila camerei ; S — fanta ; P — suprafața focală.

secțiunii principale, care se obține prin înlocuirea indicelui de refracție al prismei cu indicele de refracție efectiv, n', definit cu ajutorul expresiei

$$n' = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1)\mathrm{tg}^2\gamma}. \tag{1.45}$$

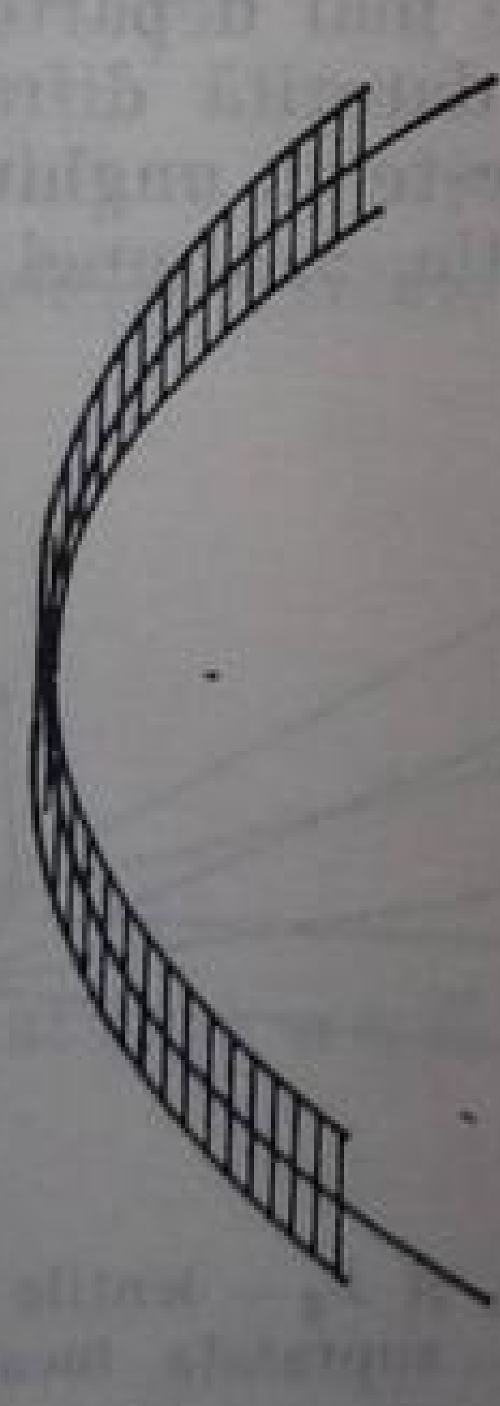
Din această relație se vede că n' este totdeauna mai mare decît n. Altfel spus, proiecția razei din planul secțiunii principale deviază mai mult decît raza care se află în acest plan, și cu atît mai mult, cu cît γ este mai mare. Cu alte cuvinte, imaginile liniilor spectrale sînt curbate. Convexitatea imaginii este îndreptată spre domeniul lungimilor de undă mari. În prima aproximație linia spectrală reprezintă un segment de parabolă avînd în vîrf curbura $(1/R)$ egală cu

$$\frac{1}{R} = \frac{n^2 - 1}{nF} \frac{\sin A}{\cos \beta,\ \cos \alpha_2}, \tag{1.46}$$

F fiind distanța focală a obiectivului. Am considerat că suprafața focală este perpendiculară pe raza incidentă pe ea. Dacă prisma este fixată la deviația minimă, atunci formula (1.46) se transformă în

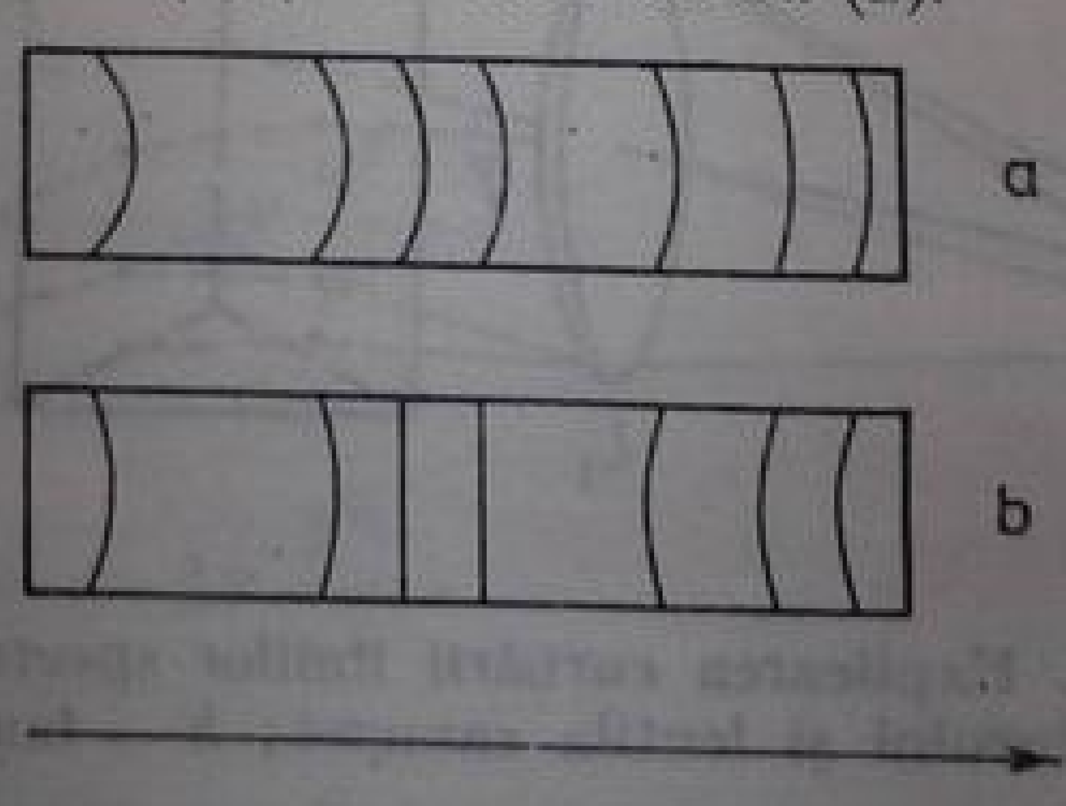
$$\frac{1}{R} = \frac{2(n^2 - 1)\mathrm{tg}\ \alpha_0}{n^2 F}. \tag{1.47}$$

Din relațiile (1.46) și (1.47) se vede că curbarea liniilor se micșorează odată cu mărirea lui F. De aceea, ea este importantă mai ales la aparatele cu distanță focală mică. Pentru $F \geqslant 2$ m, curbarea nu mai are practic nici un efect. Una dintre urmările importante ale curbării liniilor spectrale este înrăutățirea calității imaginii fantei în prezența astigmatismului. Într-adevăr, astigmatismul însuși nu duce la micșorarea puterii de separare. Datorită astigmatismului, imaginea fiecărui punct al fantei apare ca un segment de dreaptă, paralel cu fanta. Cu toate acestea, imaginea întregii fante este netă, deoarece suprapunerea imaginilor punctelor separate nu produce lărgirea ei. Altfel stau lucrurile cînd imaginile punctelor separate ale fantei sînt deplasate unul față de altul în direcții perpendiculare pe fantă, așa cum se întîmplă datorită curbării imaginii fantei. În acest caz, imaginile punctelor separate ale fantei se vor distribui așa cum se vede în figura 1.16. Parabola care este imaginea stigmatică a



→ Fig. 1.16. Efectul astigmatismului și a curbării liniilor asupra lărgimiii unei linii spectrale.

Fig. 1.17. Curbarea liniilor spectrale într-un spectrograf cu fantă dreaptă (a) și cu fantă curbă (b).



fantei trece prin mijlocul segmentelor, care sînt imaginile punctelor separate, iar toate imaginile ocupă o suprafață limitată de capetele acestor segmente.

Așa cum s-a remarcat, pentru micșorarea astigmatismului prisma se fixează la minimul de deviație, iar colimatorul se corectează cît mai bine pentru a nu

avea nici un fel de aberații cromatice, astfel încît în toate domeniile spectrale care interesează să treacă prin prismă fascicule de raze paralele.

Curbarea liniilor spectrale poate fi compensată într-o mare măsură prin curbarea fantei, astfel încît grație efectului prismei, imaginea fantei să fie dreaptă. Calculul corespunzător nu este greu de făcut. Însă această compensare a efectului de curbare, dat de prismă, poate fi atinsă numai pentru o anumită lungime de undă — de obicei se alege partea centrală a spectrului. Odată cu micșorarea lungimii de undă, curbarea imaginii fantei crește repede. Din această cauză, în domeniul spectral al lungimilor de undă scurte compensarea curbării nu este completă, iar în domeniul lungimilor de undă mari este excendentară. Forma spectrului astfel obținut este dată în figura 1.17 b. În acest caz efectul nedorit al curbării este sensibil mai mic decît în cazul fantei rectilinii.

Acest procedeu este utilizat acum într-o serie de aparate, cu toate că realizarea unor fante curbate este cu mult mai dificilă decît a celor obișnuite. Dacă într-un aparat sînt cîteva prisme la deviația minimă, atunci curbarea imaginii este egală cu suma curbărilor date de fiecare prismă. Dacă prismele nu sînt fixate la minimul de deviație, atunci, pentru calculul curburilor, ca și pentru calculul dispersiei sistemului, trebuie ținut cont de mărirea unghiulară.

§ 7. TIPURI DE PRISME

S-au studiat și realizat numeroase construcții de prisme sau de sisteme de prisme, uneori în combinație cu oglinzi și prisme de rotație, pentru dispersie.

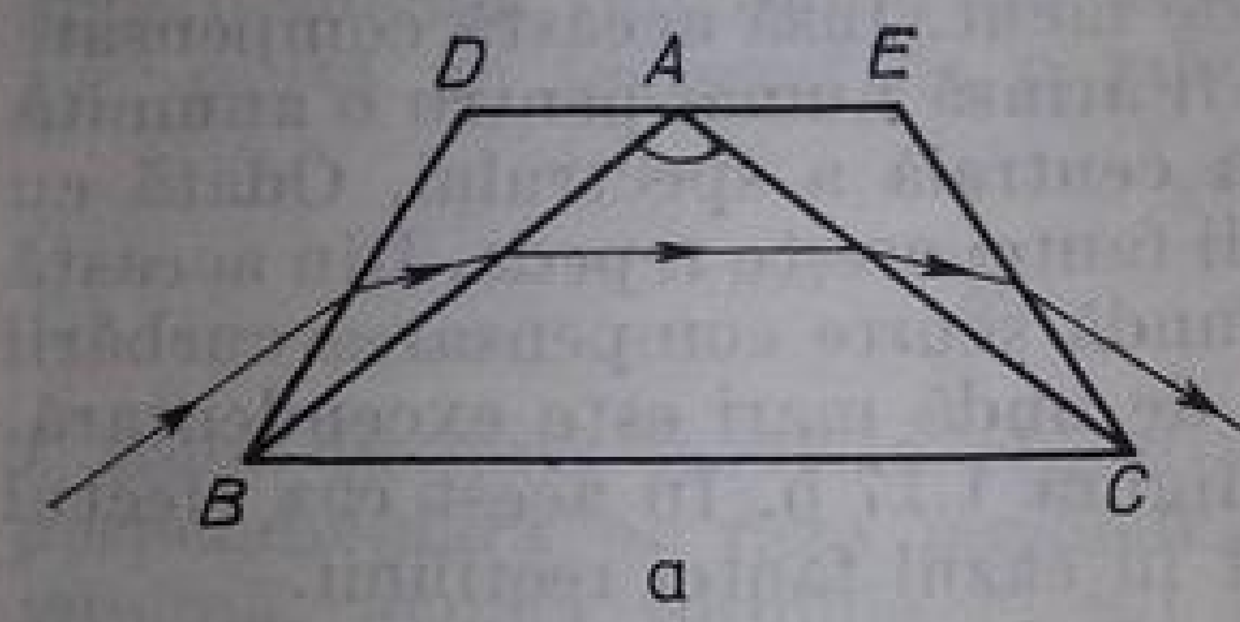
În domeniul vizibil al spectrului se utilizează, de obicei, prisme de sticlă cu dimensiunile de la 1 la 30 cm. Prismele cu baza de 1 cm se folosesc în spectroscoapele portative și în alte aparate mici. Prisme cu baza de 30 cm au fost confecționate în exemplare unicat. Cele mai răspîndite dimensiuni ale bazelor prismelor sînt 4—8 cm. De obicei, înălțimea prismelor se alege astfel încît proiecția feței pe care se produce refracția, pe obiectivul colimatorului, să fie un pătrat înscris în obiectiv.

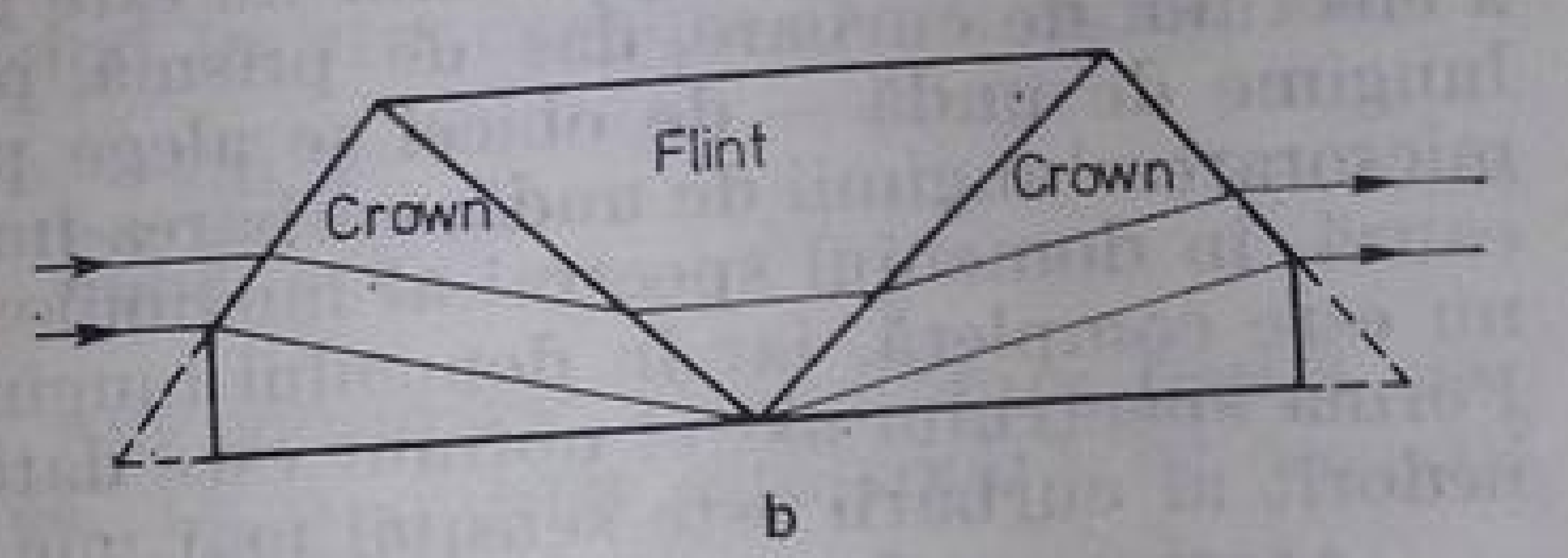
Prisme lichide. Pentru confecționarea unor asemenea prisme, într-un vas cu trei fețe, prevăzut cu ferestre transparente, se toarnă un lichid care are dispersia mare. Dintre astfel de lichide fac parte, în primul rînd, sulfura de carbon (CS_2) și α-monobromnaftalenul.

Dar din cauza dependenței puternice a indicelui de refracție al lichidelor de temperatură și a variației temperaturii în diferite regiuni ale vasului, asemenea prisme sînt optic neomogene. Pentru obținerea unor spectre acceptabile este necesară o bună termostatare. Acest fapt a făcut să se renunțe la folosirea unor asemenea prisme, ele fiind utilizate numai pentru rezolvarea anumitor probleme. Astfel, de exemplu, pentru excitarea fluorescenței cu ajutorul unei radiații monocromatice se poate realiza ușor un monocromator construit dintr-o prismă cu ferestre de cuarț, umplută cu apă. Pentru această problemă calitatea unei prisme cu apă este complet satisfăcătoare, confecționarea ei fiind și mai ușoară, și mai ieftină decît a unei prisme din cuarț cu aceleași dimensiuni. O construcție și mai simplă a unei astfel de prisme este cea propusă de Harrison, realizată dintr-un vas cu apă pe fundul căruia se fixează o oglindă concavă înclinată, care formează direct spectrul.

În toate experiențele în care contează numai intensitatea fluxului luminos care poate trece prin prismă, fără a se pretinde o putere de separare mare și o calitate a imaginii bună, prismele cu lichid, confecționate cu mijloace proprii sînt foarte utile.

Prisma lui Rutherford. Prisma lui Rutherford constă dintr-o prismă de bază, ABC (fig. 1.18 a), confecționată dintr-o sticlă cu dispersie mare, pe care sînt lipite prismele ABD și ACE. Aceste două prisme sînt confecționate dintr-o sticlă a cărei dispersie este cu mult mai mică decît cea a prismei ABC.





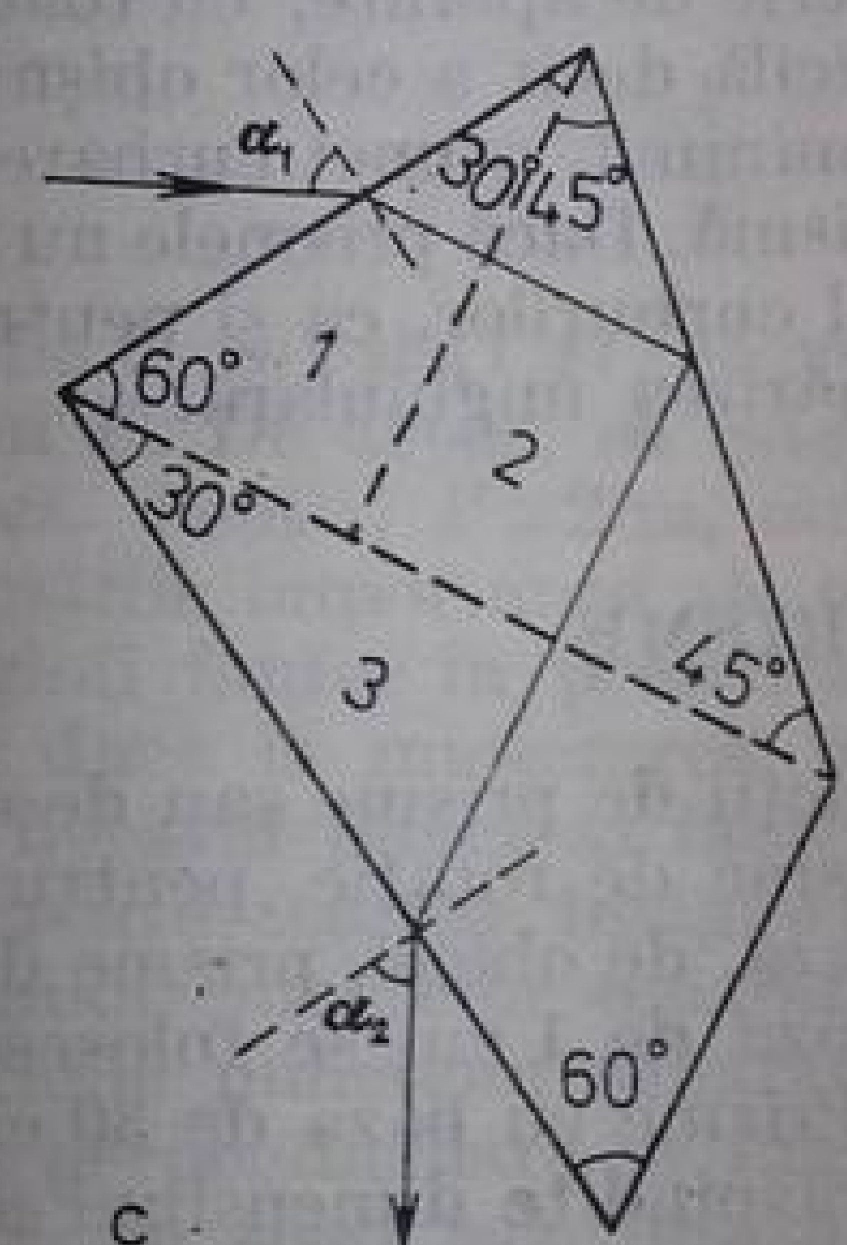


Fig. 1.18. Prisma Rutherford (a), Amici (b) și prisma cu deviație constantă (c).

Destinația acestor prisme este aceea de a mări unghiul de refracție limită al prismei centrale. Reflexia totală pe cea de a doua față a prismei se produce începînd de la

$$A_{max} = 2 \arcsin \frac{n_0}{n}, \tag{1.48}$$

în care n_0 este indicele de refracție al prismelor atașate, ABD și și ACE, iar n indicele de refracție al prismei centrale. Dacă prisma centrală este făcută din sticlă TΦ — 5, iar prismele ABE și ACE din K— 8, atunci $A_{max} \approx 120°$. În același timp, datorită micșorării unghiurilor de incidență și de emergență a luminii din prismă, se micșorează pierderile prin reflexie și se mărește substanțial secțiunea fasciculului.

Fără îndoială, o anumită parte din cîștigul în dispersie, care este dată de mărirea unghiului de refracție al prismei, se pierde, datorită faptului că dispersia prismelor aplicate este de sens opus și se scade deci din dispersia prismei centrale. Cu toate acestea, prisma Rutherford poate da o dispersie de 1,5 — 2 ori mai mare decît una obișnuită din aceeași sticlă.

Prisma cu vizare directă Amici. Așa se numește un sistem format din trei sau cinci prisme lipite, care au dispersii substanțial diferite (fig. 1.18 b). Prismele se confecționează astfel încît unghiul de deviație al părții mijlocii a spectrului să fie egal cu zero. Un astfel de sistem se utilizează, de obicei, în spectroscoapele portabile, pentru care sînt importante în special dimensiunile aparatului.

Prisma cu deviaţie constantă Abbe. Prisma Abbe (fig. 1.18 c) este astfel confecţionată ca şi cum ar fi formată din două prisme de 30° (1 şi 3) şi una de 45°, de reflexie totală (2), a cărei destinaţie este să frîngă raza refractată de prisma 1 cu un unghi drept. În condiţii de deviaţie minimă unghiurile α_1 şi α_2 sînt egale în valoare absolută, însă de semne contrare. Aşadar, unghiul de deviaţie a razei este de 90°.

Deoarece sorturile de sticlă care au dispersia mare prezintă de obicei o aberaţie considerabilă în domeniul violet al spectrului, datorită parcursului mare al razelor prin prisma Abbe, pierderile prin absorbţie devin, în acest domeniu, importante. Pentru a le diminua, adesea, dintre cele trei prisme care se lipesc pentru a forma prisma Abbe de fapt numai 1 şi 3 sînt făcute dintr-o sticlă cu dispersie mare, pe cînd prisma 2, în care practic nu se produce dispersie, se confecţionează dintr-o sticlă transparentă, uşoară, de pildă, K—8. În locul prismei se poate monta chiar o oglindă, fără a modifica astfel acţiunea sistemului. O asemenea variantă a fost propusă de E.S. Friş, pentru domeniul ultraviolet al spectrului, în care utilizarea prismei Abbe este dificilă.

Prisma Cornu. Materialul de bază pentru prismele transparente în domeniul ultraviolet al spectrului îl constituie cuarţul cristalin. Însă folosirea lui se complică datorită anizotropiei optice şi despicării liniilor spectrale, determinată de ea. Din această cauză, prismele din cuarţ cristalin sînt astfel realizate încît să permită evitarea influenţei dublei refracţii şi a activităţii optice a cuarţului asupra calităţii spectrului. În acest scop, cea mai largă utilizare o are prisma Cornu. Ea constă din două prisme dreptunghiulare cu unghiul de refracţie de aproximativ 30° (fig. 1.19 a) tăiate astfel încît razele care parcurg prisma paralel cu baza (la deviaţia minimă pentru ansamblul celor două prisme) să se propage de-a lungul axei optice a cristalului. Una dintre cele două prisme este făcută din cuarţ dextrogir, iar cealaltă din cuarţ levogir, astfel încît nu se mai produce rotaţia planului de polarizare. Totuşi, razele care sînt înclinate faţă de axă suferă dublă refracţie. Nici rotaţia planului de polarizare pentru asemenea raze nu este compensată. Toate acestea pot influenţa calitatea spectrului.

Prisma cu autocolimaţie (prisma Littrow). Adesea, mai ales în aparatele mari, în locul unei prisme Cornu se utilizează o prismă cu autocolimaţie care

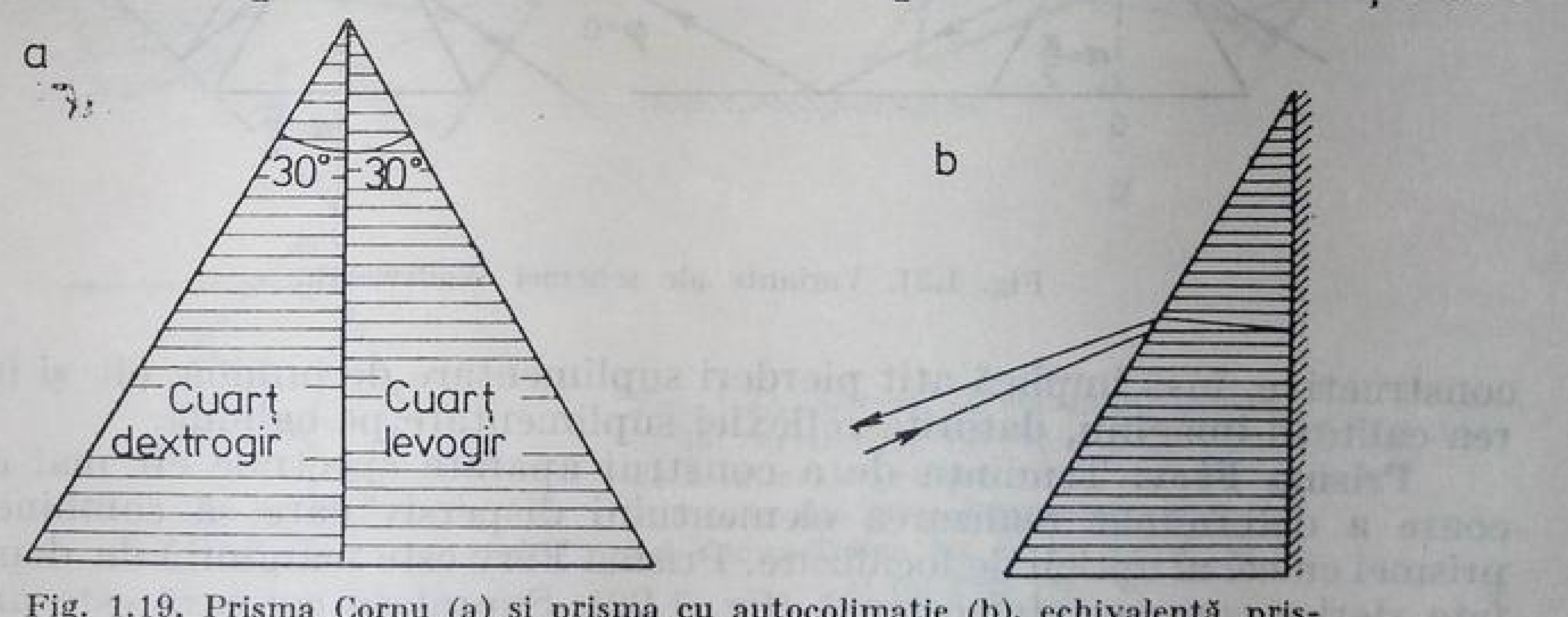


Fig. 1.19. Prisma Cornu (a) şi prisma cu autocolimaţie (b), echivalentă prismei Cornu.

reprezintă o combinaţie între o jumătate de prismă Cornu şi o oglindă (fig. 1.19 b). Într-o asemenea prismă compensarea rotaţiei planului de polarizare se realizează ca şi în prisma Cornu ; se reduce însă la jumătate cantitatea de material scump necesară. Pentru domeniul vizibil al spectrului prismele de acest tip se fac din sticlă.

Sisteme cu deviaţie constantă. Ca şi prisma Abbe, prisma cu autocolimaţie dă tot o deviaţie constantă, numai că în acest caz unghiul de deviaţie nu mai este de 90°, ci de 180°. Există încă o serie de combinaţii din prisme şi oglinzi, care, la deviaţia minimă, se caracterizează prin unul şi acelaşi unghi de deviaţie pentru toate lungimile de undă. Asemenea sisteme au fost propuse şi realizate de Wadsworth; el a arătat că o combinaţie dintre o prismă şi o oglindă, fixate rigid între ele, reprezintă un sistem cu un unghi de deviaţie constant (fig. 1.20). Numai că în cazul rotirii acestui sistem, raza refractată va suferi, în general, o deplasare paralelă cu ea însăşi. Pentru a evita acest lucru, axa de rotaţie a sistemului trebuie să coincidă cu linia de intersecţie a planului oglinzii cu planul bisector al unghiului de refracţie al prismei (punctul O din figurile 1.20 şi 1.21). Variantele cele mai importante de sisteme Wadsworth sînt reprezentate în figura 1.21. Un astfel de dispozitiv prezintă importante comodităţi constructive, însă implică atît pierderi suplimentare de lumină, cît şi înrăutăţirea calităţii imaginii, datorită reflexiei suplimentare pe oglindă.

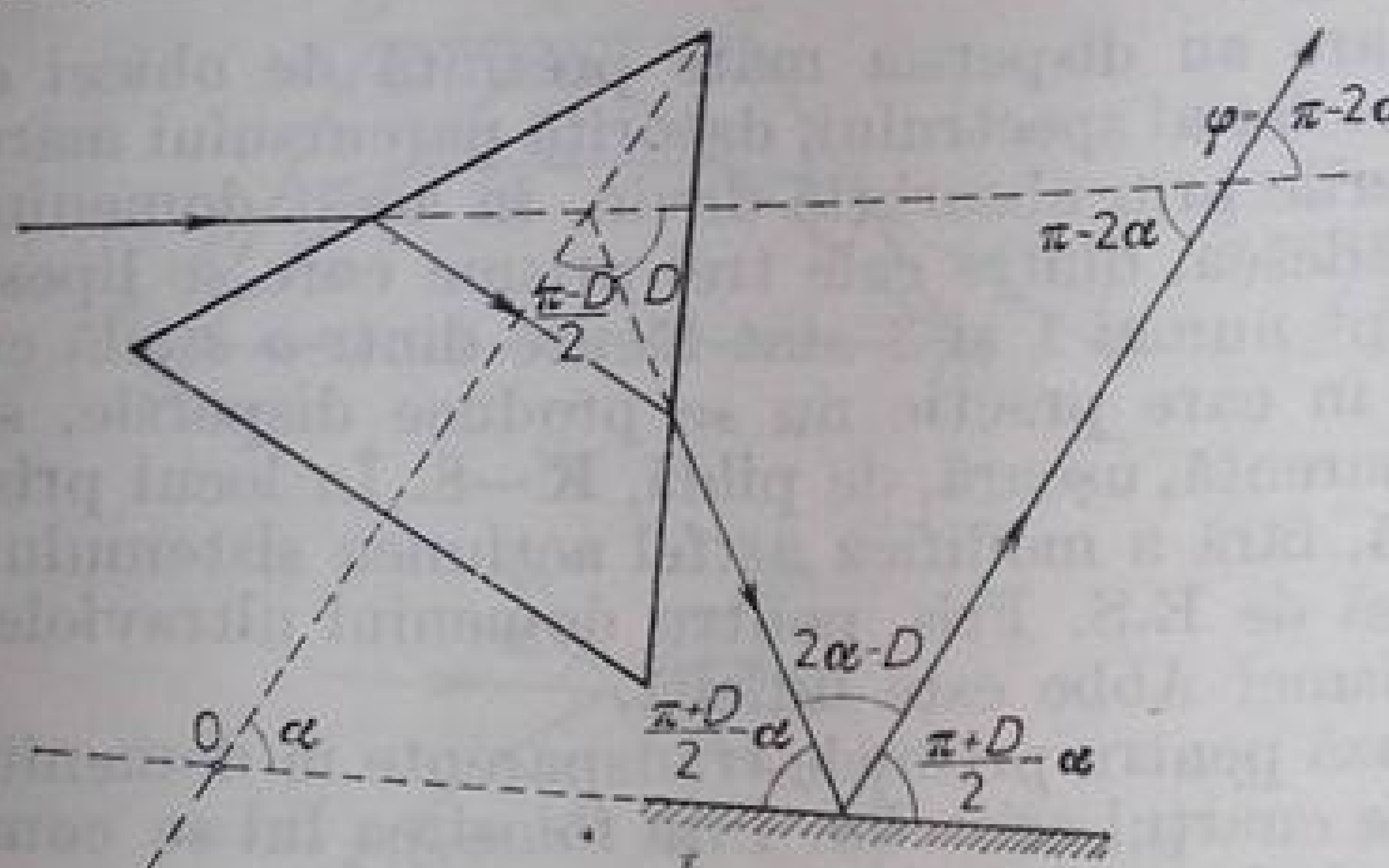


Fig. 1.20. Schema aranjamentului cu deviaţie constantă Wadsworth.

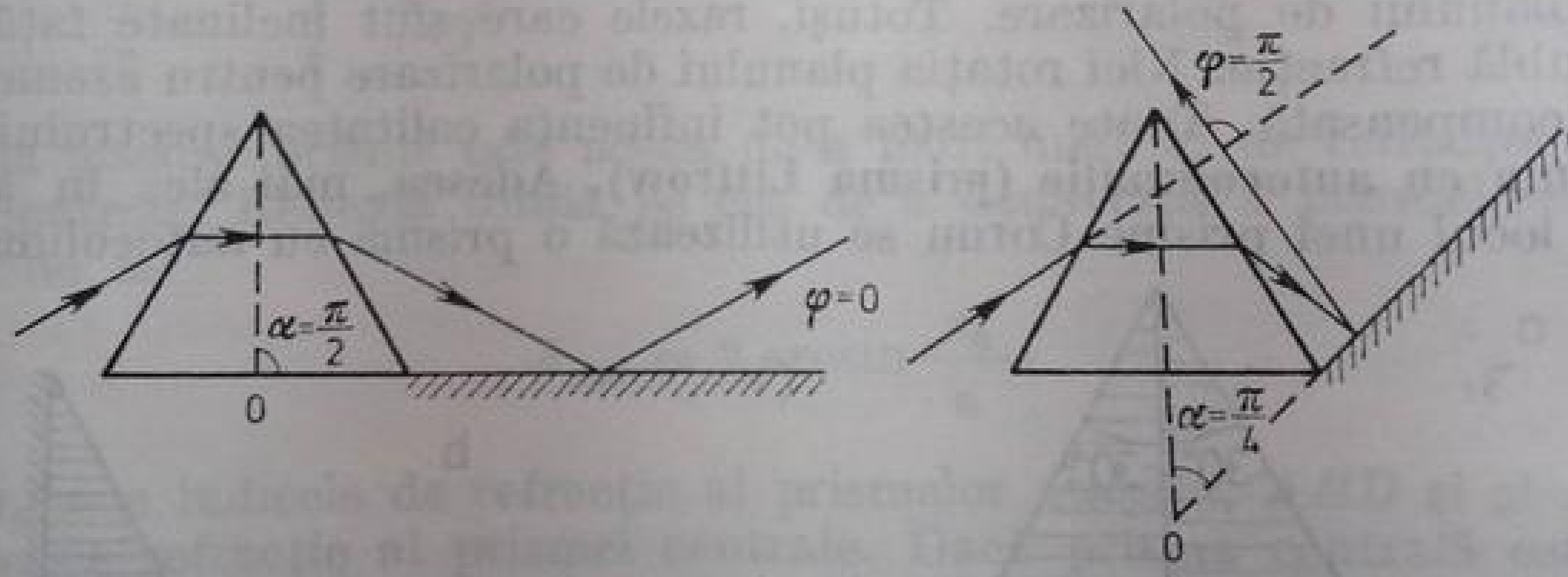


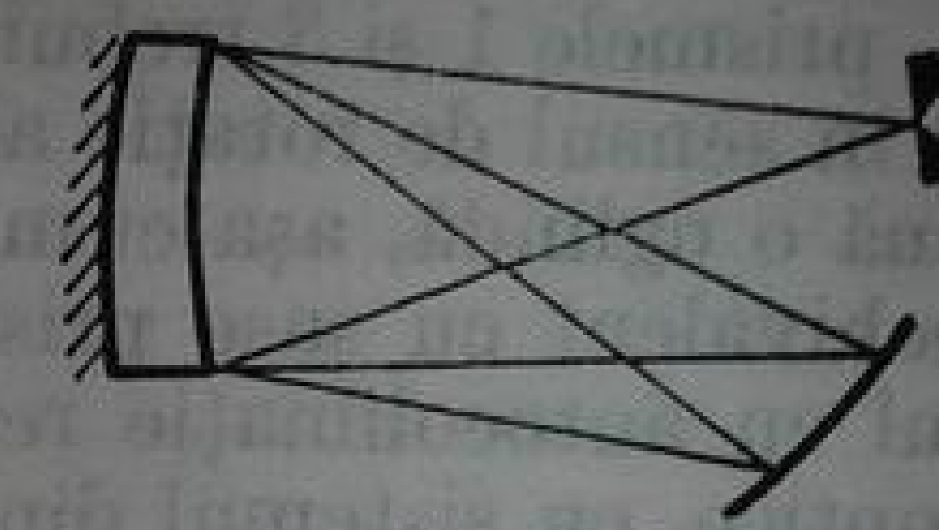
Fig. 1.21. Variante ale schemei Wadsworth.

Prisma Féry. Tendinţa de a construi aparate spectrale cît mai economicoase a determinat realizarea elementului dispersiv care să combine efectul prismei cu cel al opticii de focalizare. Prisma Féry este mărginită de două suprafeţe sferice care se intersectează (fig. 1.22). Suprafaţa convexă este argintată. Prisma este montată într-un sistem cu autocolimaţie.

De obicei, prisma se fixează astfel încît mersul razelor prin ea să fie perpendicular pe suprafaţa reflectantă. Aceasta permite reducerea maximă a aberaţiilor, care, fiind destul de mari la prisma Féry, utilizarea acesteia este posibilă numai în cazul unei deschideri relative mici. Deosebit de mare este astigmatismul. Totuşi, în ciuda acestor neajunsuri, folosirea ei în unele cazuri, în instalaţiile de laborator, devine avantajoasă.

Se poate vedea ușor că de fapt prisma Féry nu este altceva decît o porțiune dintr-o lentilă în formă de menisc, a cărei suprafață convexă este argintată. Meniscurile existente în orice laborator pot servi pentru confecționarea

Fig. 1.22. Schema aranjării prismei Féry



rapidă de aparatură spectrală cu o astfel de prismă. Prisma cu apă a lui Harrison, descrisă mai sus, este tot o variantă a prismei Féry.

Sisteme cu mai multe prisme. Sistemele cu mai multe prisme, care erau larg utilizate cu 50—60 de ani în urmă, se întîlnesc în prezent relativ rar. Numărul mare de prisme duce nu numai la o pierdere substanțială de lumină, ci și la înrăutățirea calității imaginii, deoarece influența erorilor de construcție

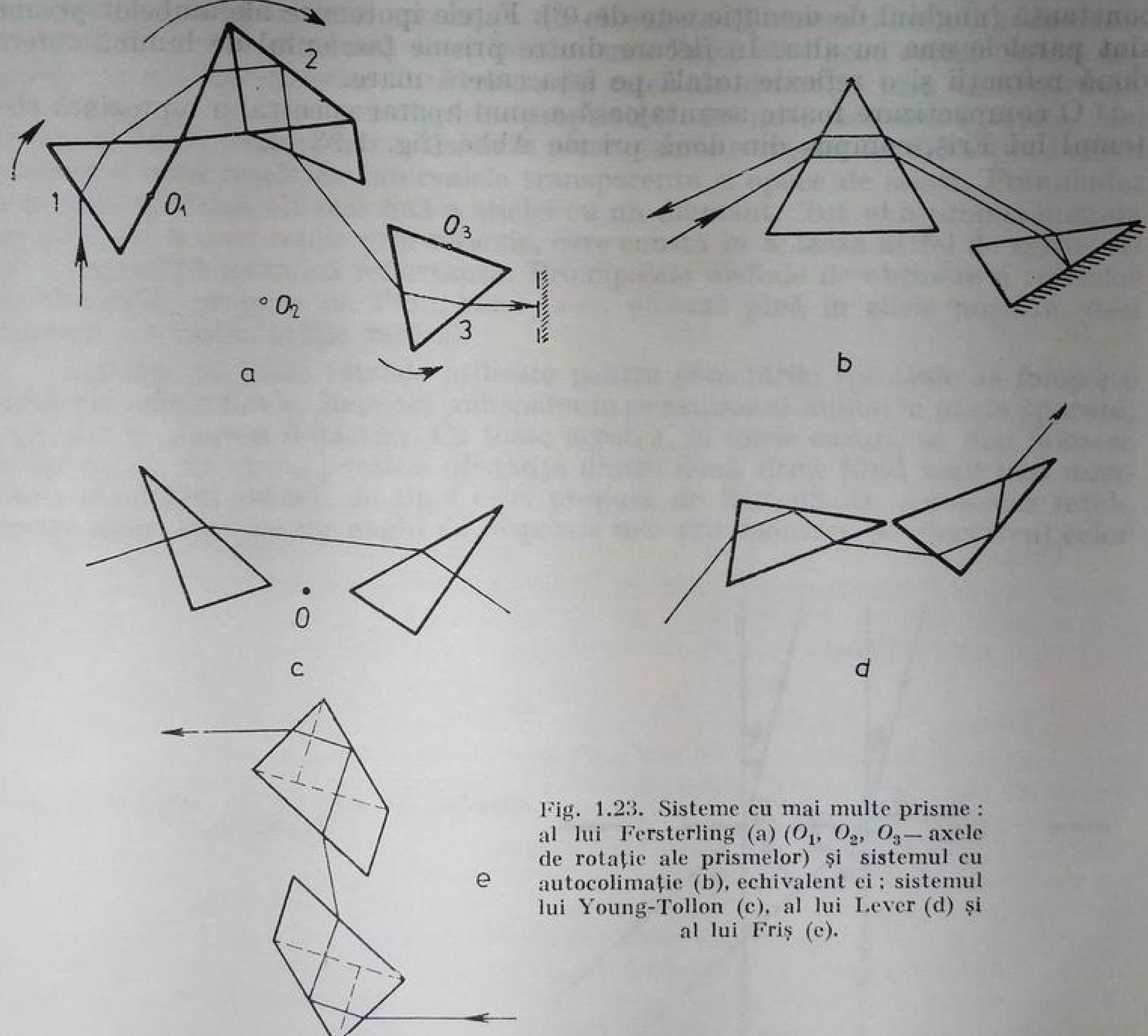


Fig. 1.23. Sisteme cu mai multe prisme: al lui Fersterling (a) (O_1, O_2, O_3 — axele de rotație ale prismelor) și sistemul cu autocolimație (b), echivalent ei; sistemul lui Young-Tollon (c), al lui Lever (d) și al lui Friș (e).

a prismelor crește pe măsura măririi numărului lor. Cu toate acestea, sistemul din trei prisme, propus de Fersterling, are totuși o largă răspîndire. El constă din două prisme echilaterale identice, între care se așază o prismă Abbe (fig. 1.23 a).

Toate prismele sînt fixate la deviația minimă. Sistemul se caracterizează printr-un unghi constant de deviație, egal cu 90°. Dacă toate prismele sînt confecționate din sticlă de același sort, atunci, cînd se trece de la o lungime de undă la alta, prismele 1 și 3 trebuie rotite cu unghiuri egale, în sensuri contrare, iar prisma 2 în sensul de rotație al prismei 1, cu un unghi triplu. Așezînd după ultima prismă o oglindă, așa cum este arătat punctat în figura 1.23 a, obținem un sistem echivalent cu șase prisme de 60° fiecare.

Sistemul cu autocolimație reprezentat în figura 1.23 b este echivalent, ca proprietăți optice, cu sistemul din trei prisme, al lui Fersterling, însă mult mai compact. Astfel de sisteme sînt utilizate într-o serie de stiloscoape moderne.

Mai trebuie pomenit și sistemul lui Young-Tollon (fig. 1.23 c). El are o luminozitate mai mare, deoarece permite utilizarea unui fascicul mai larg pentru aceleași dimensiuni ale prismei. Razele care parcurg simetric acest sistem de prisme satisfac totdeauna condiția de deviație minimă.

Sistemul lui Lever (fig. 1.23 d) constă din două prisme de 30°, de deviație constantă (unghiul de deviație este de 0°). Fețele ipotenuze ale ambelor prisme sînt paralele una cu alta. În fiecare dintre prisme fasciculul de lumină suferă două refracții și o reflexie totală pe fața catetă mare.

O compactizare foarte avantajoasă a unui aparat spectral o reprezintă sistemul lui Friș, compus din două prisme Abbe (fig. 1.23 e).

Capitolul 2

REŢEAUA DE DIFRACŢIE

§1 CONSTRUCŢIA REŢELEI ŞI PRINCIPALELE EI PROPRIETĂŢI

Principiul de funcţionare. Timp de mai bine de o sută de ani prisma a constituit singurul mijloc de obţinere a unui spectru. În 1786 astronomul american David Rittenhaus a fost primul care a utilizat în acest scop fenomenul de difracţie. Dispozitivul construit de el consta dintr-un ansamblu de fante formate între fire de sîrmă fine, întinse una lîngă alta pe o ramă. Acest dispozitiv a căpătat ulterior denumirea de reţea de difracţie prin transparenţă. Rittenhaus a studiat principalele proprietăţi ale unei asemenea reţele. Mai tîrziu, în 1821, Fraunhofer a elaborat prima teorie a reţelei de difracţie. Pentru obţinerea unor reţele cu intervalele transparente şi opace de sticlă, Fraunhofer a propus zgîrierea cît mai fină a sticlei cu un diamant. Tot el a propus metoda de obţinere a unei reţele prin reflexie, care constă în a trasa astfel de zgîrieturi pe o suprafaţă metalică reflectantă. Principalele metode de obţinere a reţelelor de difracţie, propuse de Fraunhofer, s-au păstrat pînă în zilele noastre, deşi tehnica s-a îmbunătăţit radical.

Aproape în toate reţelele utilizate pentru cercetările spectrale se foloseşte difracţia prin reflexie. Reţelele transparente se utilizează numai în unele aparate, mai ales în scopuri didactice. Cu toate acestea, în unele cazuri, se mai folosesc şi azi reţele din sîrme paralele (distanţa dintre două sîrme fiind mult mai mare decît diametrul sîrmei) de tipul celei propuse de Rittenhaus. Asemenea reţele foarte mari, care au un unghi de dispersie mic sînt montate pe obiectivul celor

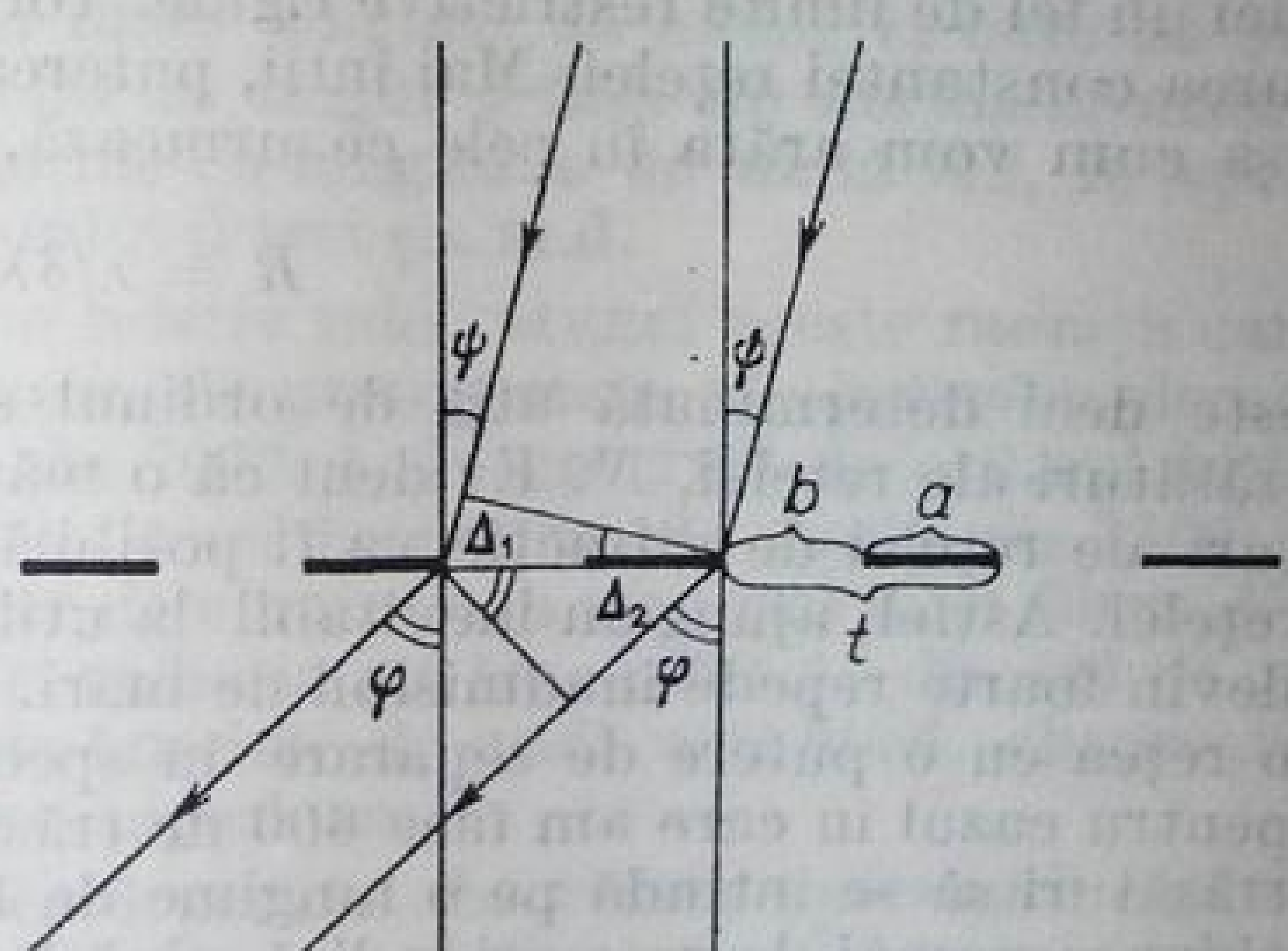


Fig. 2.1. Difracţia pe o reţea de defracţie transparentă.

mai mari instrumente astronomice. Ele permit obţinerea spectrelor de ordinul întîi ale stelelor celor mai strălucitoare, ceea ce prezintă un interes deosebit pentru anumite cercetări astronomice.

Modul de funcționare a unei rețele de difracție este ușor de înțeles, dacă se analizează interferența unor unde plane individuale care suferă difracție pe fantele unei rețele. Ca urmare a interferenței razelor emergente din fantele vecine, se vor observa maxime cînd diferența de drum a razelor, $\Delta_2 - \Delta_1$, va fi egală cu un număr întreg de lungimi de undă (fig. 2.1). O analiză geometrică elementară permite determinarea poziției maximelor ; această poziție este dată de cunoscuta formulă

$$t(\sin\varphi - \sin\psi) = k\lambda. \tag{2.1}$$

Aici t este constanta rețelei, egală cu suma lățimilor intervalului transparent și al celui opac vecine, φ — unghiul de difracție, ψ — unghiul de incidență, iar k — un număr întreg. O formulă analoagă se obține și pentru rețeaua de difracție prin reflexie. Relația (2.1) permite stabilirea unei serii de proprietăți importante ale rețelei. Din ea rezultă direct că unghiul de difracție depinde de lungimea de undă, ceea ce permite utilizarea rețelei de difracție ca element dispersiv.

Spectrele de diferite ordine. Rețeaua dă un mare număr de spectre, corespunzătoare diferitelor valori ale lui k. Cînd $k = 0$, avem spectrul de ordinul zero, pentru care $\sin\varphi = \sin\psi$, independent de lungimea de undă. Valoarea maximă a lui k este limitată de condiția $|\sin\varphi - \sin\psi| \leqslant 2$. Din (2.1) obținem condiția $k\lambda \leqslant 2t$, din care rezultă că valoarea maximă a lui k va fi

$$k_{\max} \leqslant 2t/\lambda. \tag{2.2}$$

Pentru ca o rețea să dea numai spectrul de ordinul întîi, trebuie să fie satisfăcută condiția $t > \lambda/2$. Așadar, pentru $\lambda = 5000$ Å, constanta rețelei trebuie să fie mai mare de 2500 Å, adică rețeaua trebuie să aibă mai puțin de 4000 trăsături pe milimetru. Rețelele actuale au între 600 și 2400 trăsături pe milimetru, adică sînt aproape de limita indicată. În domeniul a 1000 Å o rețea care are 2400 de trăsături pe milimetru este inutilizabilă, deoarece, cu ajutorul ei nu se mai poate observa nici măcar spectrul de ordinul întîi. Din această cauză, pentru domeniul cu lungimi de undă mai mari se recomandă utilizarea unor rețele relativ simple, care au 300 trăsături pe milimetru și chiar mai puțin.

Puterea de separare. Pentru distanța maximă dintre trăsături nu există nici un fel de limite restrictive rigide. Totuși sînt două motive care impun micșorarea constantei rețelei. Mai întîi, puterea de separare a unei rețele de difracție, așa cum vom arăta în cele ce urmează, fiind egală cu

$$R = \lambda/\delta\lambda = kN,$$

este deci determinată atît de ordinul spectrului, cît și de numărul total de trăsături ale rețelei, N. Evident că o mărire substanțială a numărului de trăsături ale rețelei de difracție va fi posibilă numai pe seama micșorării constantei rețelei. Astfel, ajungem inevitabil la utilizarea unor rețele ale căror dimensiuni devin foarte repede inadmisibil de mari. Într-adevăr, propunîndu-ne să obținem o rețea cu o putere de separare în spectrul de ordinul întîi egală cu 100 000, pentru cazul în care am face 600 de trăsături pe milimetru, va trebui ca aceste trăsături să se întindă pe o lungime de 17 cm. Dacă am mări constanta rețelei chiar și numai de zece ori, adică pînă la 1/60 mm, atunci lungimea ei va crește pînă la 170 cm, ceea ce devine deja fantastic de mare.

Prin urmare, realizarea unei puteri de separare mari determină mărirea numărului de trăsături și, respectiv, micșorarea constantei rețelei. Pentru mărirea puterii de separare se mai poate crește substanțial și ordinul spectrului. Această posibilitate va fi discutată mai tîrziu.

Dispersia. Un alt motiv care determină micşorarea constantei reţelei îl constituie obţinerea unei dispersii unghiulare cît mai mari. Expresia pentru dispersia unghiulară poate fi obţinută derivînd expresia (2.1) în raport cu λ

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{t\cos\varphi}. \tag{2.3}$$

Din această relaţie rezultă deci că atît micşorarea constantei reţelei, t, cît şi mărirea ordinului spectrului determină o creştere a dispersiei unghiulare a aparatului.

Substituind în expresia (2.3) valoarea k/t extrasă din (2.1), se poate scrie expresia pentru dispersia unghiulară sub forma

$$D_\varphi = \frac{\sin\varphi - \sin\psi}{\lambda\cos\varphi}. \tag{2.4}$$

Aşadar, pentru unghiuri de incidenţă şi de difracţie date, dispersia reţelei nu depinde de constanta ei. În cazul unei incidenţe normale a luminii pe reţea ($\sin\psi = 0$), expresia (2.4) capătă forma

$$D_\varphi = (\mathrm{tg}\,\varphi)/\lambda. \tag{2.4'}$$

Pentru reţeaua de difracţie prin reflexie, montată într-o schemă de autocolimaţie, $\sin\psi = -\sin\varphi$, iar pentru D_φ obţinem

$$D_\varphi = 2(\mathrm{tg}\,\varphi)/\lambda. \tag{2.5}$$

Suprapunerea spectrelor de difracţie de diferite ordine. Formula de bază a reţelei, (2.1), arată că aceleaşi unghiuri de difracţie vor corespunde unei intregi mulţimi de lungimi de undă, λ_i, care satisfac relaţia

$$t(\sin\varphi - \sin\psi) = \lambda_i k_i, \tag{2.6}$$

k_i fiind toată succesiunea şirului natural de numere, k, posibile pentru reţeaua dată.

Prin urmare, dacă pentru cea mai mare lungime de undă, λ, care se observă, spectrul de ordinul întîi apare sub un unghi φ faţă de normală, atunci sub acelaşi unghi se vor observa şi radiaţiile cu lungimile de undă $\lambda/2$, în spectrul de ordinul doi, $\lambda/3$, în spectrul de ordinul trei ş.a.m.d.

Dacă se utilizează spectre de ordine relativ mici, atunci aceste radiaţii care se suprapun pot fi separate destul de uşor. Să presupunem că observăm domeniul din vecinătatea lungimii de undă de 7000 Å, în spectrul de ordinul întîi. Peste acest domeniu se suprapune radiaţia cu lungimea de undă de 3500 Å de ordinul doi. Această radiaţie este uşor de eliminat cu ajutorul unui filtru din sticlă galbenă. Acelaşi filtru absoarbe şi radiaţia cu $\lambda = 2300$ Å, din cel de al treilea ordin precum şi toată radiaţia de lungime de undă mai mică, observată sub acelaşi unghi în spectrele de ordine superioare.

Dacă reţeaua de difracţie se utilizează pentru observarea spectrelor de ordine mai mari (ceea ce, aşa cum vom vedea, are o serie de avantaje importante), atunci domeniul în care nu apar suprapuneri se micşorează din ce în ce mai mult. În acest caz este necesar să se folosească o serie de măsuri speciale pentru separarea spectrelor de ordine vecine. Să vedem care este domeniul lipsit de suprapuneri; pentru aceasta va trebui să determinăm distanţa în lungimi de undă dintre două spectre de ordine vecine, care sînt difractate sub acelaşi unghi φ.

Deoarece unghiurile de incidență și unghiurile de difracție, pentru ordinele vecine care se suprapun, sînt aceleași, atunci, din relația (2.6), rezultă

$$k\lambda = (k+1)(\lambda - \Delta\lambda),$$

de unde

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{k+1}. \tag{2.7}$$

Așadar, pentru spectrul de ordinul 100, domeniul lipsit de suprapuneri reprezintă numai 1% din lungimea de undă observată. De exemplu, pentru 5000 Å, $\Delta\lambda$ reprezintă doar 50 Å.

§ 2. CONTURUL INSTRUMENTAL

Rețeaua de difracție prin transparență. Pentru obținerea conturului instrumental al unei rețele date trebuie calculată distribuția unghiulară a amplitudinii undei care ia naștere prin difracția undei plane monocromatice pe trăsăturile rețelei.

Pentru simplificare, vom efectua mai întîi calculul conturului instrumental în cazul unei rețele de difracție care funcționează prin transparență, care are perioada t și lățimea porțiunilor opace și transparente egală cu a și, respectiv, cu b (v. fig. 2.1). Așa cum se va arăta mai jos, studiul unei rețele de difracție prin reflexie poate fi redus la studiul unei rețele de difracție prin transparență.

Fie ψ unghiul de incidență a luminii pe rețea. Putem analiza acțiunea rețelei de difracție ca rezultat al interferenței unor fascicule coerente de lumină, care sînt difractate pe fiecare fantă a rețelei.

După cum se știe din teoria difracției pe o fantă, amplitudinea undei difractate în direcția φ este proporțională cu mărimea $(\sin u)/u$, unde $u = \frac{\pi}{\lambda} b' \sin \theta$, $\theta = (\varphi - \psi)$ fiind unghiul de difracție, iar $b' = b \cos \psi$ — proiecția lărgimii fantei pe suprafața frontului de undă al fasciculului de lumină incident.

Vibrația rezultantă, dată de toate undele difractate în direcția φ, poate fi pusă sub următoarea formă complexă

$$S = A \frac{\sin u}{u} \sum_{k=0}^{N-1} e^{ik\delta}. \tag{2.8}$$

Aici, A este un factor de proporționalitate, iar $\delta = 2\pi\Delta/\lambda$ — diferența de fază dintre două fascicule difractate de fante vecine. Diferența de drum geometric, Δ (fig. 2.1), este egală cu

$$\Delta = \Delta_2 - \Delta_1 = (\sin \varphi - \sin \psi) t$$

și, prin urmare,

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (\sin \varphi - \sin \psi) t. \tag{2.9}$$

În relația (2.8) avem suma primilor N termeni ai progresiei geometrice cu rata $e^{i\delta}$. Efectuînd însumarea, obținem

$$S = A \frac{\sin u}{u} \frac{e^{iN\delta} - 1}{e^{i\delta} - 1}. \tag{2.10}$$

Pentru obţinerea distribuţiei unghiulare a energiei este necesar să înmulţim pe S cu mărimea complex conjugată, S^*. Atunci

$$I = SS^* = A^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{1 - \frac{1}{2}(e^{iN\delta} + e^{-iN\delta})}{1 - \frac{1}{2}(e^{i\delta} + e^{-i\delta})} . \tag{2.11}$$

Trecînd de la funcţiile complexe la funcţii trigonometrice, obţinem

$$I = A^2 \frac{\sin^2 u}{u^2} \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}, \tag{2.12}$$

în care

$$v = \frac{\delta}{2} = \frac{\pi\Delta}{\gamma} = \frac{\pi}{\lambda}(\sin\varphi - \sin\psi)t. \tag{2.13}$$

Prin urmare, distribuţia energiei în funcţie de unghiuri, distribuţie dată de reţeaua de difracţie, poate fi pusă sub forma

$$I = A^2 I_1(u) I_2(v), \tag{2.14}$$

în care

$$I_1(u) = \frac{\sin^2 u}{u^2} \text{ şi } I_2(v) = \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}.$$

Graficul funcţiei $I_2(v)$ este dat în figura 2.2. Pentru valorile $v = k_1\pi$ (k_1 fiind un număr întreg), funcţia I are maxime ale căror valori sînt proporţionale cu N. Aceste maxime se numesc maxime principale. În aceste puncte funcţia I_2

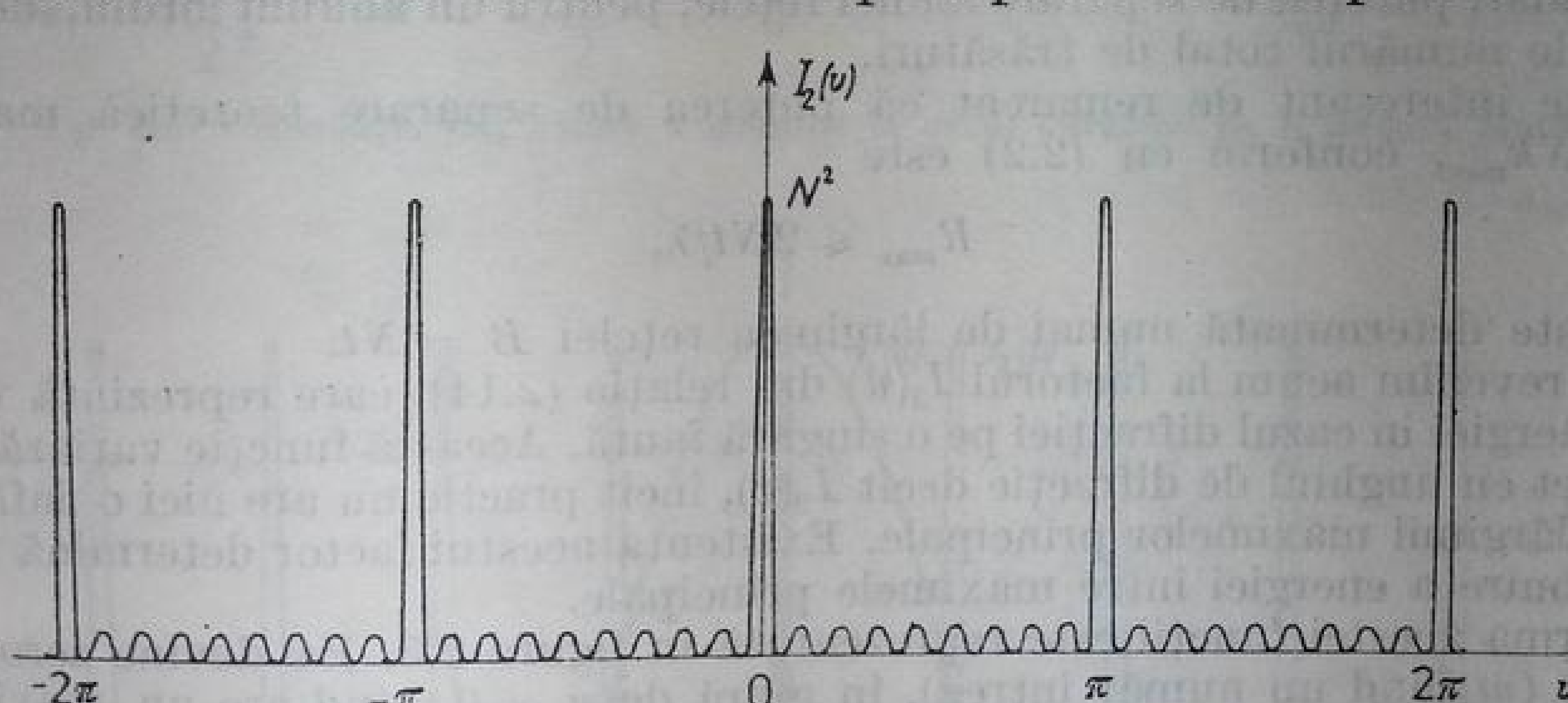


Fig. 2.2. Graficul funcţiei $I_2(v) = (\sin^2 Nv)/\sin^2 v$.

capătă valorile N^2, însă factorul A^2, proporţional cu energia incidentă pe o singură fantă, variază invers proporţional cu numărul de trăsături, N.

Între maximele principale există $N - 1$ minime echidistante, care corespund lui $Nv = k_2\pi$, pentru valori ale lui k_2 întregi, cu excepţia acelora pentru care k_2/N devine şi el egal tot cu numărul întreg k_1.

Distanţa unghiulară dintre două minime vecine, la fel ca şi distanţa dintre un maxim principal şi minimul vecin, poate fi determinată luînd pentru cele două minime vecine

$$v_1 = k_2\pi/N \text{ şi } v_2 = (k_2 + 1)\pi/N.$$

Substituind aceste valori în (2.13), obţinem

$$v_1 = \frac{\pi}{\lambda}(\sin\varphi_1 - \sin\psi)t = k_2\pi/N,$$

$$v_2 = \frac{\pi}{\lambda}(\sin\varphi_2 - \sin\psi)t = (k_2 + 1)\pi/N,$$

de unde

$$\sin\varphi_2 - \sin\varphi_1 = \lambda/tN. \tag{2.15}$$

Deoarece $\lambda/tN \ll 1$, expresia (2.15) capătă forma

$$\cos\varphi\delta\varphi = \lambda/tN.$$

Atunci distanţa dintre două minime vecine va fi

$$\delta\varphi = \lambda/(tN\cos\varphi). \tag{2.16}$$

Conform criteriului Rayleigh, această mărime reprezintă tocmai distanţa unghiulară minimă dintre două linii spectrale vecine, separate cu ajutorul reţelei date. Distanţa corespunzătoare, în lungimi de undă, $\delta\lambda$, se poate determina folosind formula pentru dispersia unghiulară, (2.3),

$$\delta\lambda = \frac{\delta\varphi}{\mathrm{d}\varphi/\mathrm{d}\lambda} = \frac{t\cos\varphi}{k}\delta\varphi.$$

Înlocuind aici pe $\delta\varphi$ din (2.16), obţinem $\delta\lambda = \lambda/Nk$. De aici, puterea de separare a unei reţele de difracţie este

$$R = \lambda/\delta\lambda = Nk. \tag{2.17}$$

Aşadar, puterea de separare a unei reţele, pentru un anumit ordin, depinde numai de numărul total de trăsături.

Este interesant de remarcat că puterea de separare teoretică maximă, $R_{max} = Nk_{max}$, conform cu (2.2) este

$$R_{max} \leqslant 2Nt/\lambda,$$

adică este determinată numai de lărgimea reţelei $B = Nt$.

Să revenim acum la factorul $I_1(u)$ din relaţia (2.14), care reprezintă distribuţia energiei în cazul difracţiei pe o singură fantă. Această funcţie variază mult mai încet cu unghiul de difracţie decît $I_2(v)$, încît practic nu are nici o influenţă asupra lărgimii maximelor principale. Existenţa acestui factor determină însă o redistribuire a energiei între maximele principale.

Forma acestei funcţii este reprezentată în figura 2.3. Ea devine zero cînd $u = m\pi$ (m fiind un număr întreg), în afară de $u = 0$, cînd are un maxim cu valoarea $I_1(0) = 1$. Pentru valori ale lui u apropiate de $k\frac{2m+1}{2}\pi$, cînd $\sin u = 1$, $I_1(u)$ trece prin valorile sale maxime care descresc ca $1/u^2$.

În cazul reţelei de difracţie prin transparenţă variabilele u şi v se pot exprima prin unghiurile de incidenţă şi de difracţie astfel:

$$u = \frac{\pi}{\lambda}b\cos\psi\sin(\varphi - \psi), \quad v = \frac{\pi t}{\lambda}(\sin\varphi - \sin\psi).$$

Evident, pentru $\varphi = \psi$, adică în direcţia incidenţei luminii pe reţea, u şi v devin zero simultan, pentru orice valoare a lui λ. Prin urmare, în această direc-

ţie ambele funcţii, $I_1(u)$ şi $I_2(v)$, au cîte un maxim principal pentru toate lungimile de undă. În figura 2.4 sînt reprezentate funcţiile $I_1(u)$ şi $I_2(v)$, pentru o reţea prin transparenţă, în cazul în care lumina cade normal pe ea ($\psi = 0$). În acest caz,

$$v = \frac{\pi t}{\lambda} \sin \varphi \quad \text{şi} \quad u = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi,$$

adică $u = vb/t$. Dacă lăţimea intervalului transparent este egală cu a celui opac ($b = 1/2t$), atunci $u = 1/2v$.

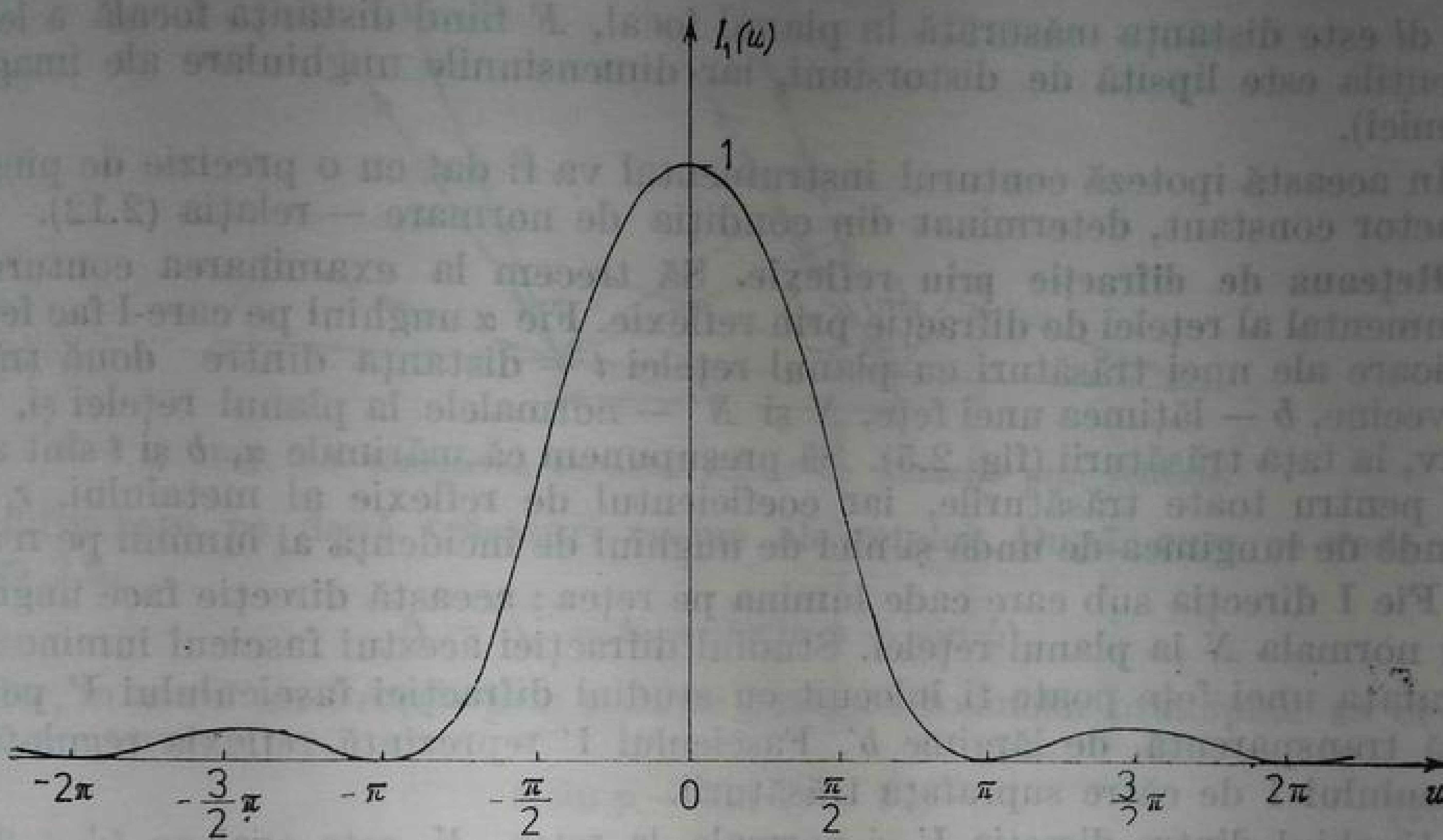


Fig. 2.3. Distribuţia unghiulară a energiei în cazul difracţiei pe o singură fantă.

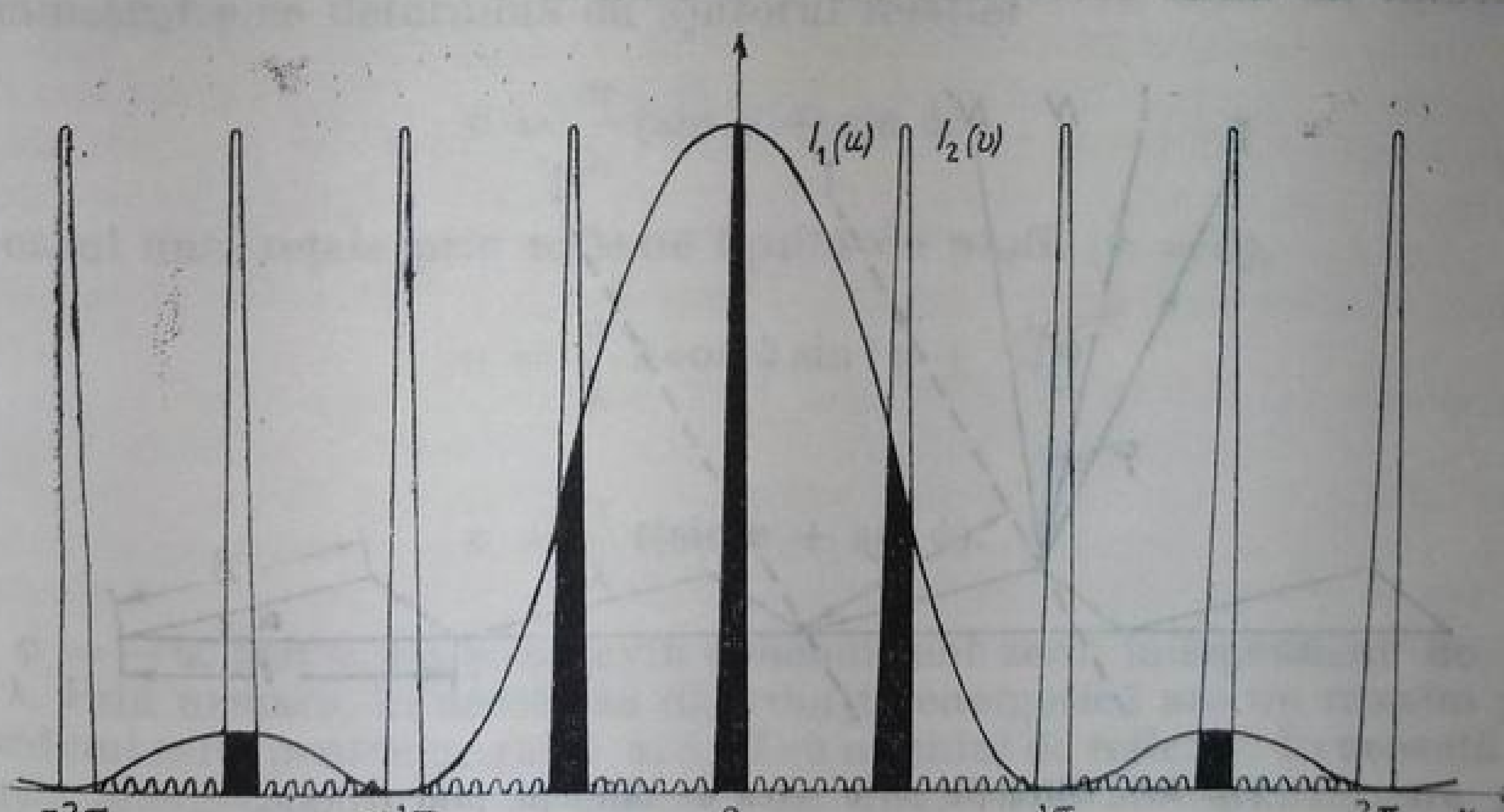


Fig. 2.4. Distribuţia strălucirii în diferitele ordine, în cazul reţelei de difracţie, pentru $a = b$.

Evident că în acest caz maximele pare ale funcției $I_2(v)$, care corespund lui $v = 2\pi$, 4π, 6π etc., coincid cu minimele funcției $I_1(u)$. Înălțimea domeniilor din maximele principale, care sînt înnegrite în figura 2.4, este proporțională cu produsul $I_1(u)\ I_2(v)$. Ea corespunde energiei luminoase din maxime.

Distribuția energiei în planul focal al unei lentile așezate după rețea poate fi presupusă, într-o primă dar suficient de bună aproximație, aceeași ca și distribuția unghiulară dată direct de rețea. Pentru aceasta trebuie să considerăm că lentila nu introduce distorsiuni, iar

$$dl = F\,d\varphi,$$

unde dl este distanța măsurată în planul focal, F fiind distanța focală a lentilei (lentila este lipsită de distorsiuni, iar dimensiunile unghiulare ale imaginii sînt mici).

În această ipoteză conturul instrumental va fi dat cu o precizie de pînă la un factor constant, determinat din condiția de normare — relația (2.12).

Rețeaua de difracție prin reflexie. Să trecem la examinarea conturului instrumental al rețelei de difracție prin reflexie. Fie α unghiul pe care-l fac fețele interioare ale unei trăsături cu planul rețelei t — distanța dintre două trăsături vecine, b — lățimea unei fețe, N și N' — normalele la planul rețelei și, respectiv, la fața trăsăturii (fig. 2.5). Să presupunem că mărimile α, b și t sînt aceleași pentru toate trăsăturile, iar coeficientul de reflexie al metalului, r, nu depinde de lungimea de undă și nici de unghiul de incidență al luminii pe rețea.

Fie I direcția sub care cade lumina pe rețea; această direcție face unghiul ψ cu normala N la planul rețelei. Studiul difracției acestui fascicul luminos pe suprafața unei fețe poate fi înlocuit cu studiul difracției fasciculului I′ pe o fantă transparentă, de lărgime b'. Fasciculul I′ reprezintă reflexia regulată a fasciculului I de către suprafața trăsăturii.

Unghiul dintre direcția I′ și normala la rețea, N, este egal cu $(\psi + 2\alpha)$. Lărgimea fantei, $b' = b\cos(\psi + \alpha)$ reprezintă proiecția trăsăturii pe suprafața frontului de undă corespunzător fasciculului I′.

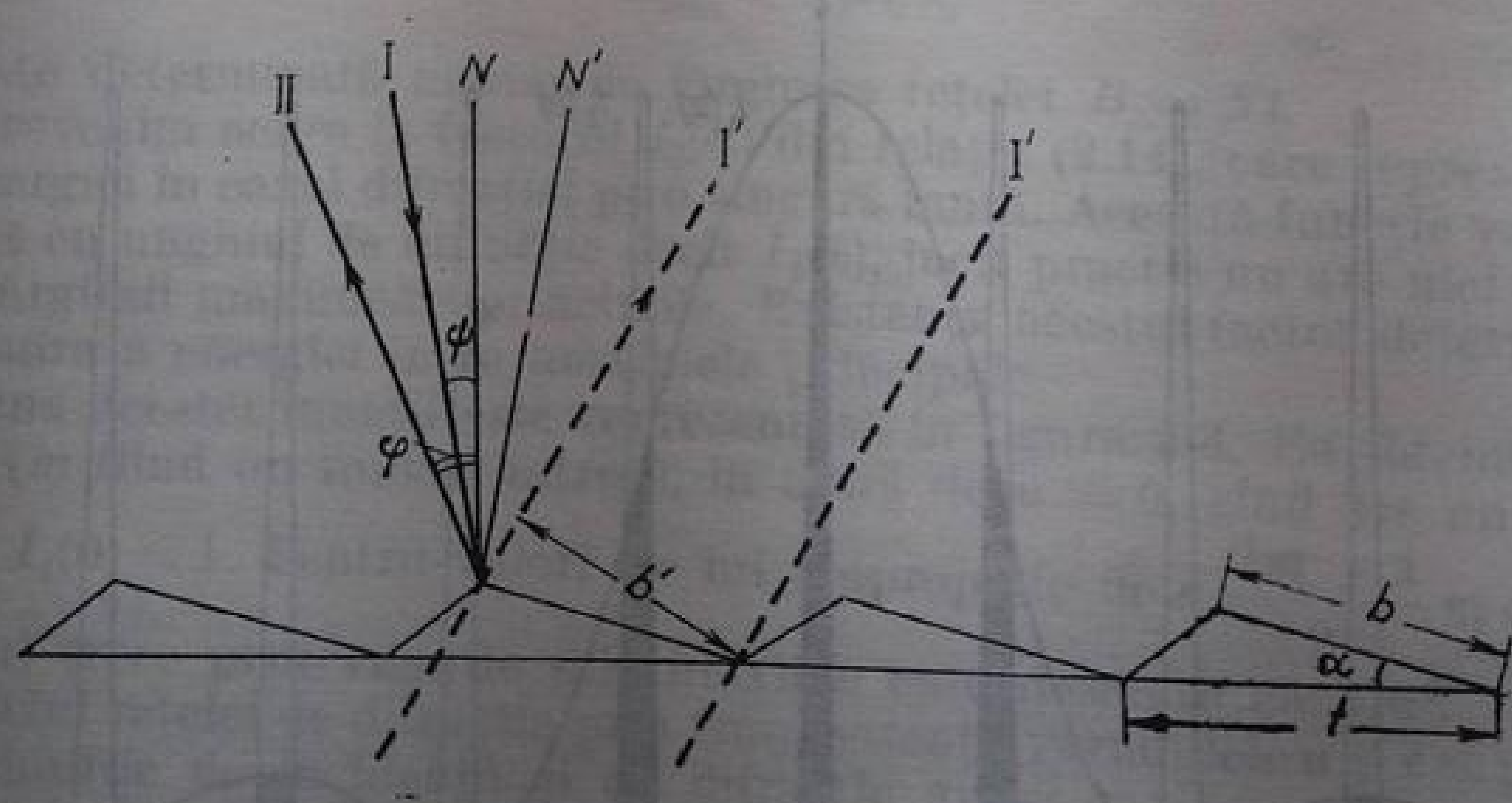


Fig. 2.5. Difracția pe o rețea de difracție prin reflexie.

Astfel, studiul rețelei de difracție prin reflexie poate fi redus la studiul unei rețele de difracție prin transparență cînd unghiul de incidență a luminii pe aceasta ar fi egal cu $\psi' = -(\psi + 2\alpha)$, iar lărgimea fantei transparente, cu b'. De aici

rezultă că distribuţia energiei în funcţie de unghiuri, pentru o reţea de difracţie prin reflexie este dată de aceeaşi relaţie, (2.12), în care însă

$$u = \frac{\pi}{\lambda} b \cos(\psi + \alpha) \sin(\varphi + \psi + 2\alpha). \tag{2.18}$$

Aici, φ este unghiul dintre normala N şi fasciculul difractat, II. Mărimea v este egală, ca şi mai înainte, cu $\pi\Delta/\lambda$, Δ fiind diferenţa de drum dintre fascicu-

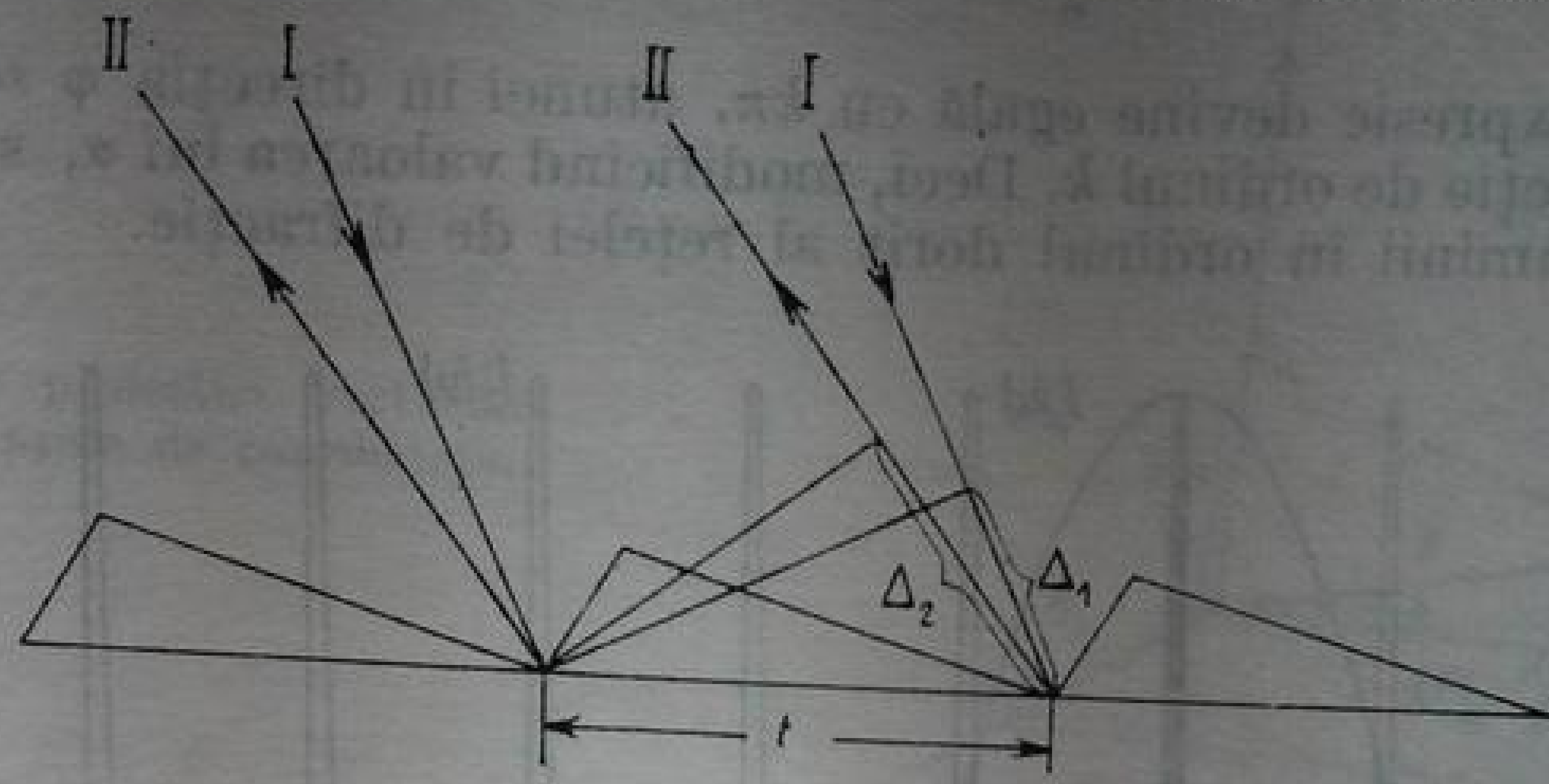


Fig. 2.6. Deducerea formulei reţelei de difracţie prin reflexie.

lele difractate pe două trăsături vecine ale reţelei. După cum se vede din figura 2.6,

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = t(\sin\varphi + \sin\psi).$$

Aşadar, în cazul unei reţele prin reflexie poziţia maximelor principale se determină cu formula

$$t(\sin\varphi + \sin\psi) = k\lambda. \tag{2.19}$$

Această relaţie se deosebeşte de formula de bază a reţelei de difracţie prin transparenţă (2.1), dedusă mai sus, numai prin semnul unghiului ψ.

Parametrul v se determină cu ajutorul relaţiei

$$v = \frac{\pi}{\lambda} (\sin\varphi + \sin\psi)\, t. \tag{2.20}$$

În cazul unei reţele prin reflexie lipsită de profil ($\alpha = 0$),

$$u = \frac{\pi}{\lambda} b \cos\psi \sin(\varphi + \psi),$$

$$v = \frac{\pi}{\lambda} t(\sin\varphi + \sin\psi). \tag{2.21}$$

Pentru $\varphi = -\psi$, atît v, cît şi u devin concomitent zero, independent de valoarea lui λ. Prin urmare, în acest caz distribuţia energetică are un maxim principal de ordinul zero pentru unghiul φ, egal cu unghiul de reflexie. În această formă distribuţia energetică nu se deosebeşte de distribuţia corespunzătoare pentru reţeaua de difracţie prin transparenţă (v. fig. 2.4).

Dacă reţeaua de difracţie prin reflexie are trăsăturile profilate ($\alpha \neq 0$), atunci maximul principal al funcţiei $I_1(u)$, care corespunde valorii $u = 0$, apare cînd $\varphi = -(\psi + 2\alpha)$. Acest unghi corespunde reflexiei pe faţa trăsăturii („unghi de strălucire"). În general, pentru astfel de valori ale lui φ, v este diferit

de zero, adică ordinul zero al rețelei de difracție nu coincide cu maximul distribuției energetice pentru o singură fantă. Funcțiile $I_1(u)$ și $I_2(v)$, pentru o rețea de difracție cu profil sînt date în figura 2.7. Pentru

$$\varphi = -(\psi + 2\alpha)$$

rezultă

$$v = \frac{\pi l}{\lambda}[\sin \psi - \sin(\psi + 2\alpha)].$$

Dacă această expresie devine egală cu $k\pi$, atunci în direcția φ se formează un maxim de difracție de ordinul k. Deci, modificînd valoarea lui α, se poate obține concentrarea luminii în ordinul dorit al rețelei de difracție.

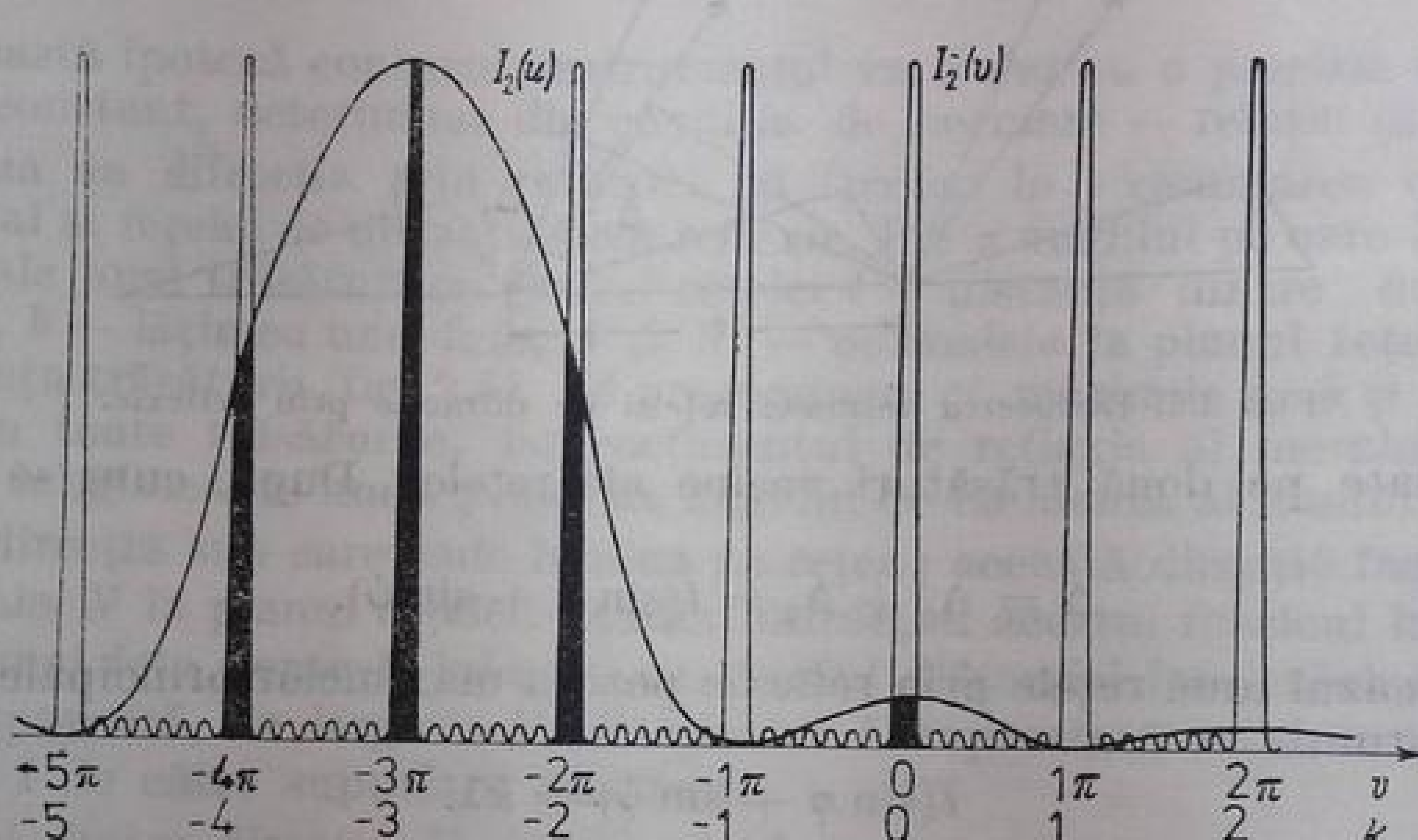


Fig. 2.7. Distribuția strălucirii în funcție de ordine, la o rețea de difracție profilată.

Rețelele profilate au fost propuse prima dată de Rayleigh și realizate de Wood, care le-a utilizat în domeniul infraroșu al spectrului. Dacă sub unghiul de strălucire se observă spectre de 5 pînă la 10 ordine, atunci o asemenea rețea se numește eșelet. Rețeaua în care înclinarea trăsăturilor și distanța dintre ele este aceeași, ceea ce are ca efect o mare luminozitate a spectrelor de ordin mai înalt — pînă la o sută — se numește eșel. Trebuie să remarcăm că în literatura de specialitate nu se face o distincție terminologică netă între aceste tipuri de rețele.

Randamentul rețelei de difracție. Prin randament absolut al unei rețele de difracție se înțelege raportul dintre fluxul luminos de o anumită lungime de undă, difractat într-un anumit ordin al spectrului, și fluxul corespunzător, incident pe rețea. Randamentul unei rețele ε se poate reprezenta sub formă de doi factori, primul dintre ei fiind coeficientul de reflexie, r, al stratului superior, iar al doilea, ε_0, se determină cu ajutorul formei trăsăturii,

$$\varepsilon = r\varepsilon_0.$$

Mărimea ε_0 se numește, adesea, randamentul relativ al rețelei. Ea reprezintă raportul dintre fluxul luminos de o anumită lungime de undă, difractat într-un anumit ordin, și fluxul total reflectat de rețea. Pentru cele mai bune rețele profilate randamentul absolut poate atinge zeci de procente.

Randamentul unei rețele depinde esențial de polarizarea radiației, de lungimea de undă și de unghiul de incidență.

§ 3. CURBAREA LINIILOR SPECTRALE

Pînă acum am analizat difracția razelor care se află în planul secțiunii principale a rețelei. Însă fasciculele de lumină emergente din puncte ale fantei care nu sînt în regiunea centrală vor fi înclinate față de planul secțiunii principale. Exact ca și în cazul aparatelor spectrale cu prismă, aceasta provoacă o anumită curbare a liniilor spectrale.

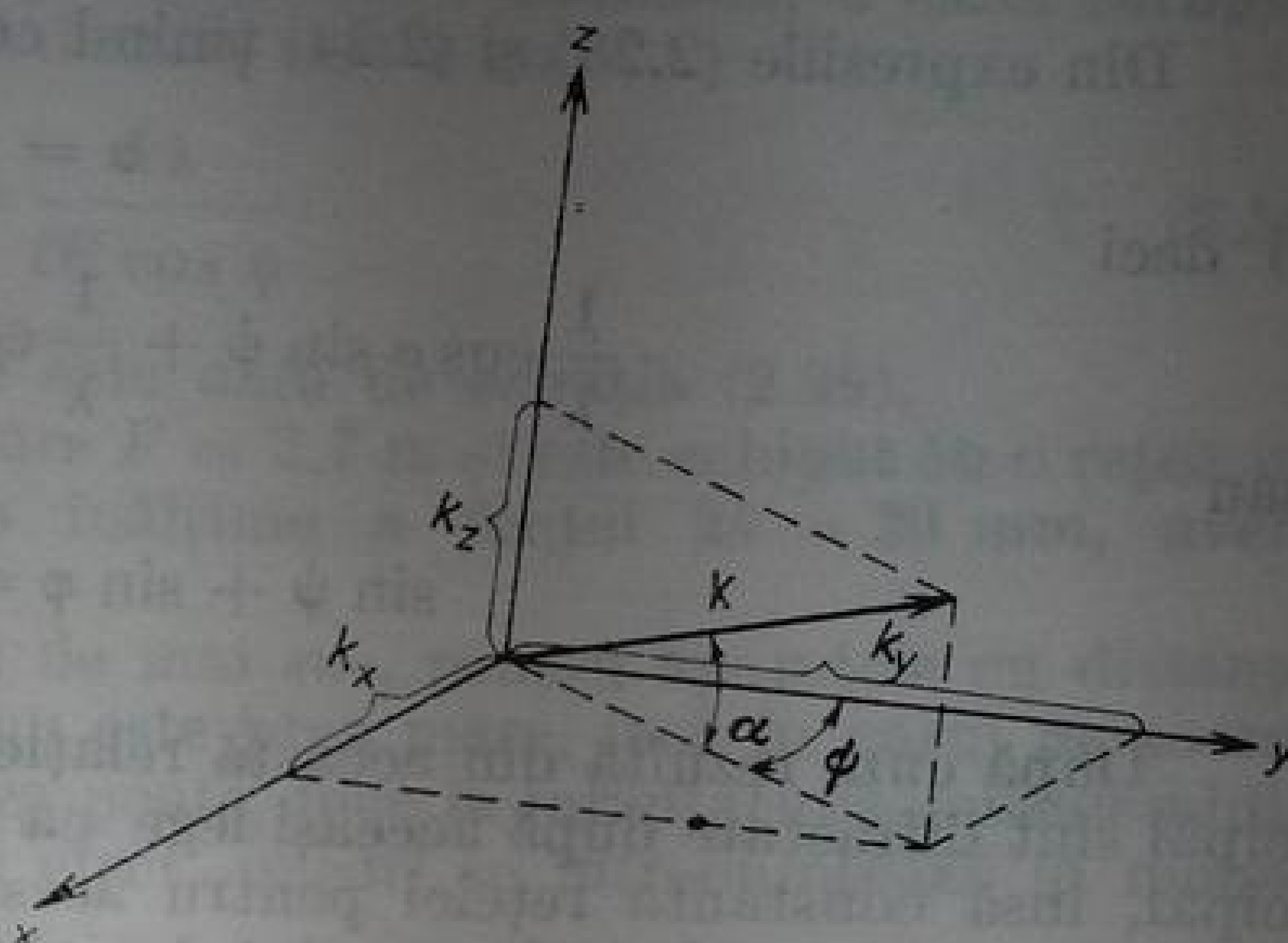


Fig. 2.8. Calculul proiecției vectorului de undă, **k**, pe axele de coordonate.

Să examinăm vectorul de undă **k**, al undei luminoase incidente pe rețea, și vectorul **k**′, al undei difractate. Mărimile vectorilor sînt egale cu $1/\lambda$, iar direcțiile lor coincid cu direcția de incidență și, respectiv, direcția de difracție. Planul rețelei este paralel cu planul xz (fig. 2.8), iar trăsăturile sînt paralele cu axa z. Vectorii **k** și **k**′ fac unghiurile α și α' cu planul secțiunii principale, xy, iar proiecțiile lor pe planul secțiunii principale fac unghiul ψ și, respectiv, unghiul φ cu axa y.

Pentru simplitate, în figura 2.8 este reprezentat numai unul dintre vectori — vectorul **k**. Din considerente geometrice, proiecțiile vectorilor **k** și **k**′ pe axele de coordonate vor fi

$$k_x = \frac{1}{\lambda}\cos\alpha\sin\psi, \quad k_y = \frac{1}{\lambda}\cos\alpha\cos\psi, \quad k_z = \frac{1}{\lambda}\sin\alpha,$$
$$k'_x = \frac{1}{\lambda}\cos\alpha'\sin\varphi, \quad k'_y = \frac{1}{\lambda}\cos\alpha'\cos\varphi, \quad k'_z = \frac{1}{\lambda}\sin\alpha'. \tag{2.22}$$

Pentru $\alpha = 0$, adică pentru fasciculul incident care se află în planul principal,

$$k_x = \frac{1}{\lambda}\sin\psi.$$

Analog, pentru raza difractată avem

$$k'_x = \frac{1}{\lambda}\sin\varphi.$$

Relația fundamentală a rețelei de difracție prin reflexie, (2.19), dedusă mai înainte, poate fi scrisă deci sub forma

$$k_x + k'_x = k/t. \tag{2.23}$$

Se poate arăta [2.1] că această relaţie, dedusă mai înainte pentru razele care se află în planul secţiunii principale, are o valabilitate generală, fiind adevărată şi pentru razele înclinate sub un unghi oarecare faţă de planul secţiunii principale.

În direcţia trăsăturilor reţelei se produce reflexia razei difractate şi, de aceea,

$$k_z = -k'_z. \tag{2.24}$$

Din expresiile (2.23) şi (2.24) ţinînd cont de (2.22), se poate arăta că

$$\alpha = \alpha'$$

şi deci

$$\frac{1}{\lambda}\cos\alpha\sin\psi + \frac{1}{\lambda}\cos\alpha\sin\varphi = \frac{k}{t},$$

sau

$$\sin\psi + \sin\varphi = \frac{k\lambda}{t\cos\alpha}\cdot \tag{2.25}$$

După cum rezultă din această relaţie, razele înclinate faţă de planul principal sînt difractate după aceeaşi lege ca şi razele care se află în planul principal, însă constanta reţelei pentru aceste raze va avea valoarea $t\cos\alpha$. Din această cauză, razele înclinate sînt deviate de reţea cu un unghi mai mare, ceea ce duce la curbarea liniilor spectrale. Convexitatea liniilor este îndreptată spre capătul albastru al spectrului (fig. 2.9), invers ca în cazul prismei.

Să calculăm mărimea curburii liniilor spectrale. Pentru centrul fantei $\alpha = 0$, şi atunci relaţia (2.25) capătă forma

$$\sin\psi_0 + \sin\varphi_0 = \frac{k\lambda}{t}\cdot \tag{2.26}$$

Ţinînd cont de faptul că unghiul de incidenţă ψ este acelaşi pentru toate punctele unei fante rectilinii ($\psi = \psi_0$), din (2.25) şi (2.26) avem

$$\sin\varphi - \sin\varphi_0 = \frac{k\lambda}{t}\left(\frac{1}{\cos\alpha} - 1\right)\cdot \tag{2.27}$$

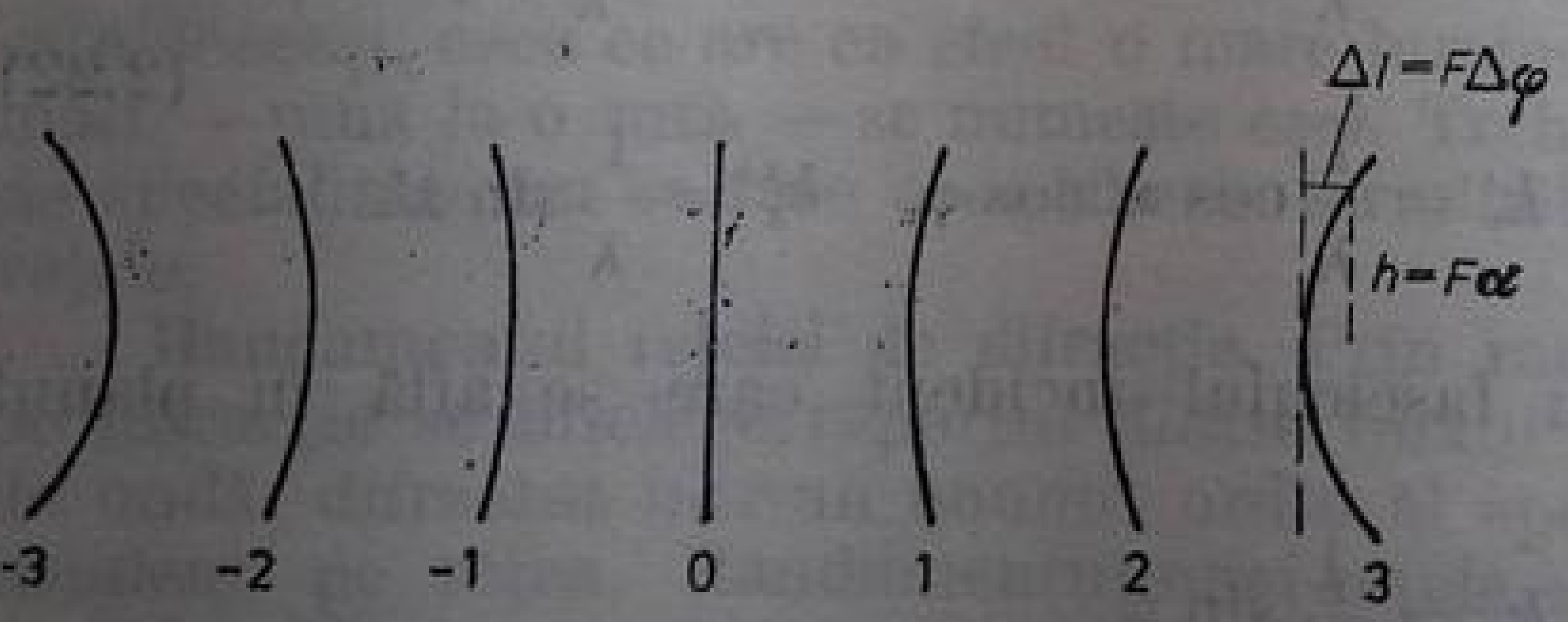


Fig. 2.9. Curbarea liniilor spectrale, obţinute cu o reţea de difracţie.

Pentru unghiuri α mici, $\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0$ este mic şi, transformînd relaţia (2.27), nu este greu să se obţină că

$$\Delta\varphi = \frac{k\lambda}{t\cos\varphi}\,\frac{\alpha^2}{2}. \tag{2.28}$$

Avînd în vedere că liniile se formează în planul focal al obiectivului fotografic al spectrografului care are distanţa focală F, deviaţia razei cu unghiul $\Delta\varphi$ determină o deplasare a acesteia în direcţia dispersiei cu distanţa

$$\Delta l = F\Delta\varphi.$$

Unghiul α este $\alpha = h/F$, h fiind distanța punctului corespunzător al liniei respective de la axa spectrografului (fig. 2.9).

Așadar, din (2.28) avem

$$\Delta l = \frac{k\lambda}{2tF\cos\varphi} h^2. \tag{2.29}$$

Prin urmare, ecuația unei linii spectrale este o parabolă, a cărei curbură, după cum se poate arăta, este aproximativ egală cu

$$\frac{1}{r} = \frac{k\lambda}{tF\cos\varphi}. \tag{2.30}$$

Săgeata flexiunii liniei spectrale este dată de ecuația (2.29).

Pentru un aparat ДФС−8, care are $F = 2{,}7$ m și este echipat cu o rețea cu 600 trăsături pe milimetru și cu o înălțime a fantei $2h = 20$ mm, avem $\Delta l \approx 5\mu$m.

După cum se vede din exemplu de mai sus, pentru aparatele cu distanțe focale relativ mari, curbura liniilor nu este prea mare, însă în cazul monocromatoarelor cu distanță focală mică, ea poate duce la înrăutățirea considerabilă a rezoluției. Pentru evitarea acestui efect, uneori se întrebuințează în monocromatoare fante curbate.

§ 4. REȚELE CONCAVE

Principiul de funcționare. În 1882, Rowland a propus combinarea capacității de focalizare a unei oglinzi concave cu dispersia pe care o produce o rețea de difracție trasată pe suprafața aceleiași oglinzi. Rețelele de acest fel au căpătat numele de rețele concave, fiind în prezent folosite foarte frecvent. Rețeaua concavă permite să se simplifice la maximum schema aparatelor spectrale, datorită eliminării pieselor optice necesare pentru focalizare. Pentru obținerea spectrului sînt suficiente numai fanta și rețeaua concavă. Datorită utilizării unor astfel de rețele a devenit accesibil domeniul vacuum ultraviolet îndepărtat ($\lambda < 500$ Å). Nici o determinare exactă a lungimilor de undă în spectrele complexe nu se mai poate concepe acum fără o rețea concavă de dimensiuni mari. Teoria completă a rețelelor concave este foarte complicată; din această cauză, vom expune aici numai ideile fundamentale și concluziile de bază.

De regulă, rețeaua se trasează pe suprafețe sferice, cu toate că rețelele trasate pe suprafețe sub formă de tor sau de elipsoid au anumite avantaje. Vom presupune că dimensiunile părții trasate a rețelei și înălțimea trăsăturilor sînt mici în comparație cu raza sferei r, pe care este ea trasată. Să numim centrul rețelei mijlocul trăsăturii mijlocii. Să trasăm un cerc al cărui diametru este egal cu raza de curbură a rețelei. Acest cerc intersectează rețeaua în centrul ei și se află în planul perpendicular pe trăsături. Un astfel de cerc se numește cercul lui Rowland.

Să examinăm mersul unei raze monocromatice, care cade pe rețea, plecînd dintr-un punct S, ce se află pe acest cerc (fig. 2.10). Fie A și B două trăsături vecine ale rețelei. Razele SA și SB cad pe aceste trăsături sub unghiurile ψ și, respectiv $\psi + \Delta\psi$. Razele difractate AP și BP pleacă de la rețea sub unghiurile φ și, respectiv, $\varphi + \Delta\varphi$ și se intersectează în punctul P. Fie $\widehat{ACB} = \Delta\gamma$; $\widehat{ASB} = \Delta\sigma$ și $\widehat{APB} = \Delta\rho$.

Condiția de maxim se obține ca și în cazul rețelei plane, egalînd diferența de drum a două raze vecine cu un număr întreg de lungimi de undă

$$(SA + AP) - (SB + BP) = k\lambda. \tag{2.31}$$

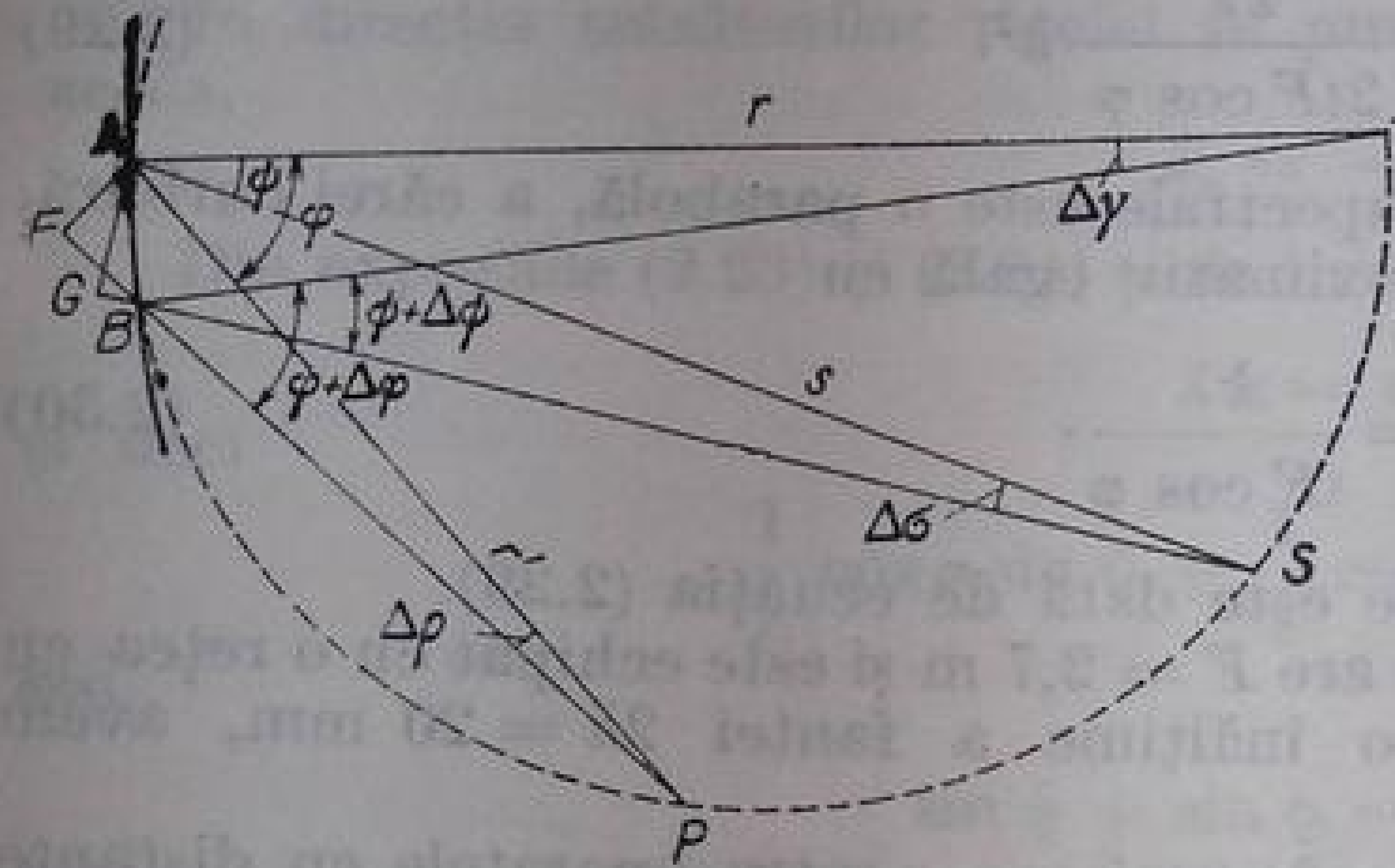


Fig. 2.10. Difracția pe o rețea concavă.

Să prelungim raza SB pînă în punctul G, iar pe PB pînă în punctul F, astfel încît $SG = SA$ și $PF = PA$. Atunci se poate scrie

$$(SA + AP) - (SB + BP) = BG + BF.$$

Valoarea unghiurilor AFB și AGB diferă puțin de un unghi drept, prin unghiuri mici, de ordinul lui $\Delta\rho$ și lui $\Delta\sigma$. Cu aceeași aproximație, și $\widehat{FAB} \approx \varphi$, iar $\widehat{GAB} \approx \psi$. De aceea, $BG \approx AB \sin\psi$, iar $BF \approx AB \sin\varphi$. Atunci egalitatea (2.31) poate fi scrisă sub forma

$$AB(\sin\psi + \sin\varphi) = k\lambda$$

sau

$$t(\sin\psi + \sin\varphi) = k\lambda, \tag{2.32}$$

în care $t = AB$ este constanta rețelei. Prin urmare, am obținut aceeași relație pentru pozițiile maximelor principale ca și pentru rețeaua plană (v. relația (2.19)).

Să arătăm acum că o rețea concavă, spre deosebire de rețeaua plană, se bucură de proprietatea de focalizare. Aceasta înseamnă că razele care au lungimea de undă λ și care pleacă din punctul S și se află într-un plan perpendicular pe trăsăturile rețelei vor da maximul de difracție principal într-un același punct P, independent de unghiul de incidență, ψ. Pentru a dovedi acest fapt, vom diferenția expresia (2.32) în raport cu ψ și cu φ, considerînd că λ și k sînt constante; trecînd apoi la diferențe finite, obținem

$$\cos\psi\,\Delta\psi + \cos\varphi\,\Delta\varphi = 0. \tag{2.33}$$

Din figura 2.10 se vede că

$$\psi + \Delta\gamma = \psi + \Delta\psi + \Delta\sigma,$$

adică

$$\Delta\psi = \Delta\gamma - \Delta\sigma. \tag{2.34}$$

Analog,

$$\varphi + \Delta\gamma = \varphi + \Delta\varphi + \Delta\rho,$$

adică

$$\Delta\varphi = \Delta\gamma - \Delta\rho. \tag{2.35}$$

Pe de altă parte,

$$\Delta\gamma = \frac{t}{r}, \quad \Delta\sigma = \frac{t}{s}\cos\psi, \quad \Delta\rho = \frac{t}{r'}\cos\varphi. \tag{2.36}$$

Substituind (2.33) în valorile lui $\Delta\psi$ și lui $\Delta\varphi$ din (2.34) și (2.35) și folosind egalitatea (2.36), obținem

$$\cos\psi\left(\frac{t}{r} - \frac{t}{s}\cos\psi\right) + \cos\varphi\left(\frac{t}{r} - \frac{t}{r'}\cos\varphi\right) = 0. \tag{2.37}$$

Pentru ca această ecuație să fie satisfăcută pentru orice φ și ψ, este necesar și suficient să fie satisfăcute simultan relațiile

$$\frac{t}{r} - \frac{t}{s}\cos\psi = 0$$

și

$$\frac{t}{r} - \frac{t}{r'}\cos\varphi = 0$$

sau condițiile

$$s = r\cos\psi \quad \text{și} \quad r' = r\cos\varphi. \tag{2.38}$$

Ecuațiile (2.38) sînt ecuațiile cercului în coordonate polare. Diametrul acestui cerc este egal cu raza de curbură a rețelei, r, adică am obținut ecuația cercului Rowland. Așadar, dacă punctul S se află pe cercul Rowland, atunci pe același cerc se află și punctul P, în care se formează maximul de difracție principal pentru razele de lungime de undă λ. Bineînțeles, pentru razele de diferite lungimi de undă, λ_1, λ_2 ș.a.m.d., conform relației (2.32), maximele principale de difracție se formează în diferite puncte, P_1, P_2 etc. Însă toate aceste puncte se află pe același cerc, formînd pe el spectrul sursei care se află în S. În ecuația care definește acest cerc nu intră constanta rețelei. Aceasta înseamnă că orice rețea cu raza r va da un spectru care se află pe un același cerc.

Din această analiză nu rezultă că razele care pleacă de la punctul S, dar care nu se află în planul cercului lui Rowland, vor fi și ele focalizate tot în punctul P. Dimpotrivă se poate arăta destul de ușor că rețeaua dă un astigmatism pronunțat, astfel încît imaginea punctului S este de fapt un segment de dreaptă paralel cu trăsăturile rețelei.

Expresia pentru puterea de separare a unei rețele concave coincide cu expresia corespunzătoare pentru rețeaua plană. Dispersia unghiulară se obține, ca și în cazul rețelei plane, prin diferențierea egalității (2.32) în raport cu λ și coincide cu relația (2.3), dedusă mai înainte.

Formula pentru dispersia liniară a rețelei concave este ușor de obținut, calculînd distanța l pe cercul Rowland. Unghiul φ, fiind înscris într-un cerc de diametru r, este $\varphi = l/r$, de unde, după diferențierea în raport cu λ, găsim expresia care ne dă legătura dintre dispersia liniară și dispersia unghiulară ale unei rețele

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{1}{r}\frac{dl}{d\lambda} = \frac{1}{r}D_l. \tag{2.39}$$

Eliminînd din (2.3) și (2.39) pe $d\varphi/d\lambda$, vom obține dispersia liniară

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = \frac{kr}{t\cos\varphi}. \tag{2.40}$$

Imaginea fantei date de o rețea concavă prezintă, ca și în cazul rețelei plane, o anumită curbură. Aceasta este însă mică, putînd fi neglijabilă în cazul rețelelor de dimensiuni uzuale. Dacă atît rețeaua cît și fanta se află pe cercul Rowland, atunci pe același cerc se va afla și spectrul. Acest fapt rezultă din ecuația (2.38). Se poate obține un spectru și în situația în care fanta și rețeaua nu sînt pe același cerc. Însă calcule detaliate arată că în cazul în care toate cele trei elemente ale aparatului (fantă, receptor și rețea) se află pe cercul lui Rowland, aberațiile vor fi minime.

Calculul poziției spectrului a fost efectuat pentru o rețea ,,mică''. Dacă dimensiunile acesteia devin comparabile cu raza cercului, atunci, pe lîngă astigmatism apar și alte aberații, care înrăutățesc conturul liniei spectrale.

Astigmatismul rețelei. Așa cum s-a mai arătat, imaginea unui punct care se află pe cercul Rowland se întinde într-un segment paralel cu trăsăturile rețelei. Lungimea acestui segment, z, depinde de unghiurile de incidență și de difracție precum și de lungimea trăsăturii rețelei, l. Calculele corespunzătoare sînt foarte laborioase, de aceea, vom da numai formula finală și nomograma calculată cu ajutorul ei, care permite să se determine ușor mărimea astigmatismului în cazurile importante practic

$$z = (\sin^2\varphi + \sin\psi \operatorname{tg}\psi \cos\varphi)l \equiv Al. \tag{2.41}$$

În nomograma din figura 2.11 sînt date valorile A pentru o rețea cu 1200 trăsături pe milimetru.

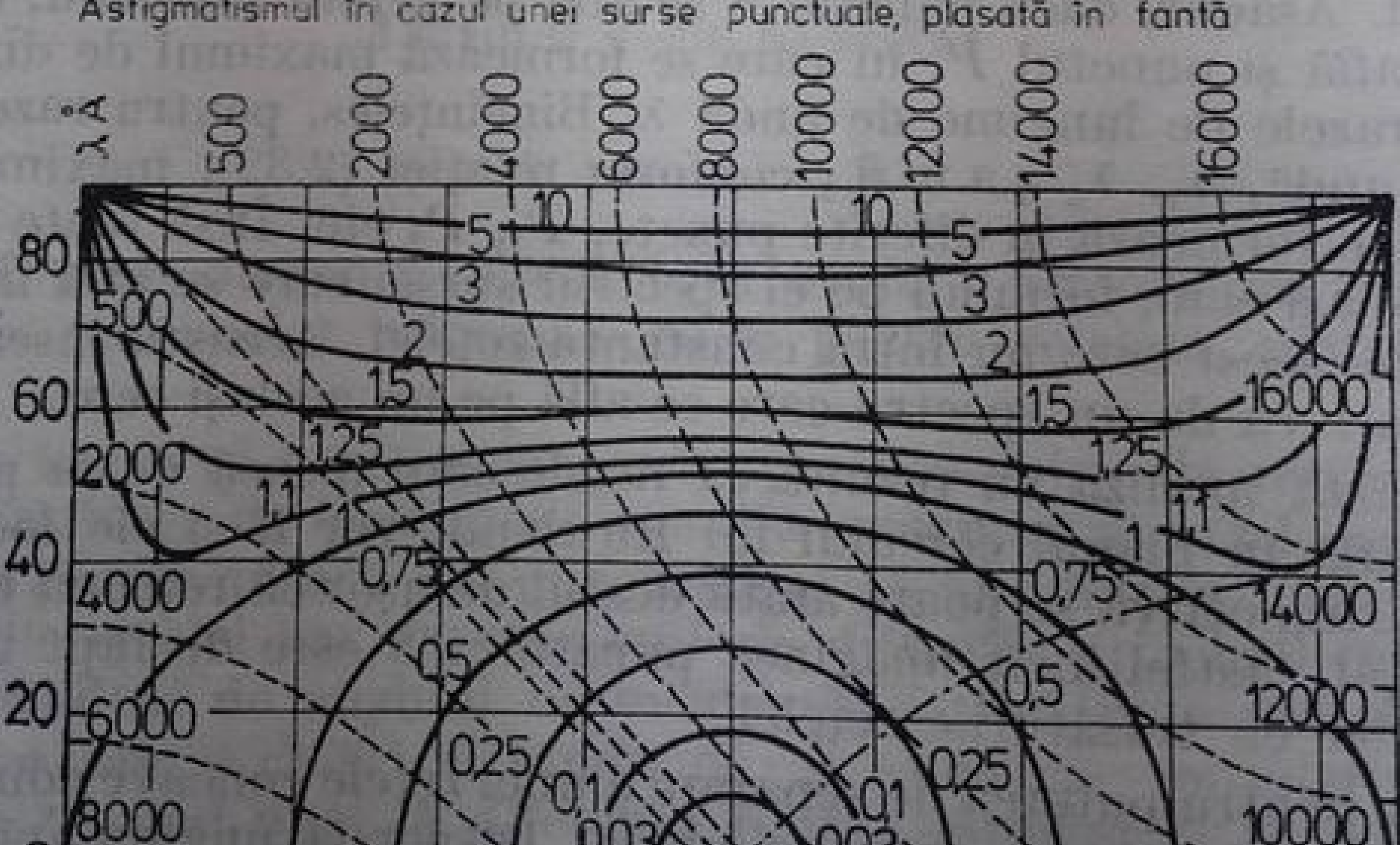


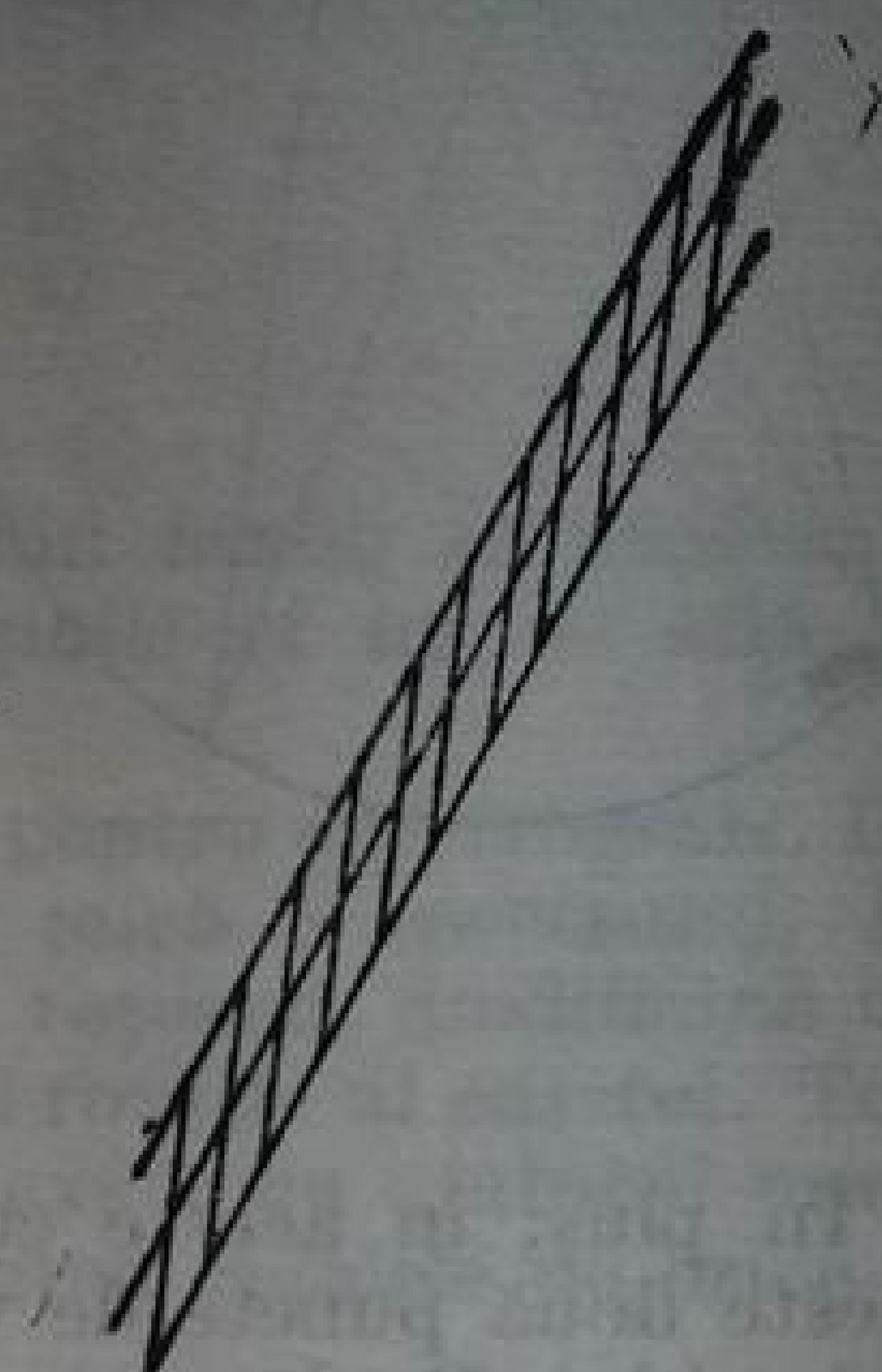
Fig. 2.11. Astigmatismul unei rețele concave. Curbele punctate reprezintă legătura dintre unghiurile de incidență și cele de difracție, pentru lungimile de undă indicate pe ele.

Datorită astigmatismului, iluminarea imaginii fantei va depinde de lungimea segmentului fantei care este iluminat, pînă în momentul în care acesta depășește o anumită valoare, h. Pentru valoarea h a înălțimii capetele fantei dau o imagine astigmatică, ale căror mijloace se află la distanța $h' = h\cos\varphi/\cos\psi$

una de alta. Iluminarea în centrul imaginii atinge maximul cînd $h' = z$, de unde, pentru mărimea h obținem expresia

$$h = z \cos \psi / \cos \varphi = (\sin^2 \varphi \cos \psi / \cos \psi + \sin^2 \psi) l. \quad (2.42)$$

În cazul unui astigmatism pronunțat, valoarea fluxului luminos care ajunge la receptor, în cazul înregistrării fotoelectrice, poate să scadă pe măsură ce lungimea imaginii fantei devine mai mare decît dimensiunile receptorului. Prin urmare, în măsurătorile fotografice și în cele fotoelectrice astigmatismul poate duce la micșorarea cantității de energie luminoasă utilizată, altfel spus, la micșorarea luminozității aparatului.



Fifg. 2.12. Lărgirea liniei spectrale din cauza astigmatismului pentru o fantă înclinată.

O altă consecință dăunătoare a astigmatismului o constituie scăderea puterii de separare reale a rețelei, în cazul în care fanta nu este strict paralelă cu trăsăturile rețelei. Cauza acestui fapt rezultă clar din figura 2.12, în care sînt înfățișate imaginile astigmatice ale unei serii de segmente ale fantei.

Scheme de montaje cu rețea concavă. Se cunosc o mulțime de moduri diferite de montare a rețelelor concave. În majoritatea dintre ele toate trei elementele — fanta, rețeaua și suprafața focală — sînt plasate pe cercul Rowland. Însă numai una dintre ele, anume cea utilizată prima dată de Rowland, se numește montaj Rowland. În această amplasare spectrul se observă totdeauna în direcție normală la rețea ($\varphi = 0$). Dar realizarea acestei scheme necesită dispozitive mecanice destul de complicate și un spațiu mare pentru instalare. Avantajul ce se obține (dispersia normală) practic nu poate compensa complicațiile implicate, încît această schemă nu se mai utilizează în prezent.

În aparatele moderne nu se mai folosește nici schema lui Abney. În această schemă, cînd se trece de la un domeniu al spectrului la altul, trebuie deplastă fanta de intrare și deci și sursa de lumină. În plus, într-o astfel de schemă este foarte dificil de obținut paralelismul perfect între trăsăturile rețelei și cuțitele fantei, în măsura necesară în acest caz. Amănunte asupra acestor scheme se pot afla din monografia [3].

Cea mai comodă schemă de utilizarea a unor rețele de orice rază de curbură, inclusiv cele mai mari, este schema Paschen-Runge (fig. 2.13). În această schemă toate trei elementele sînt fixate rigid pe cercul Rowland. De obicei, unghiul de incidență se alege de aproximativ 45°, însă adesea se folosesc și unghiuri mai mici, de pînă la 10°. Folosind acest montaj pot fi înregistrate

pe plăci sau pe filme lungi cele mai largi domenii ale spectrului. Deoarece schema nu conține nici un element mobil, se poate menține ușor neschimbată poziția reciprocă a elementelor ; acest aranjament este și mult mai ieftin.

Totuși aparatele construite după schema Paschen-Runge sînt destul de voluminoase, mai ales în cazul unor rețele cu raze mai mari decît doi

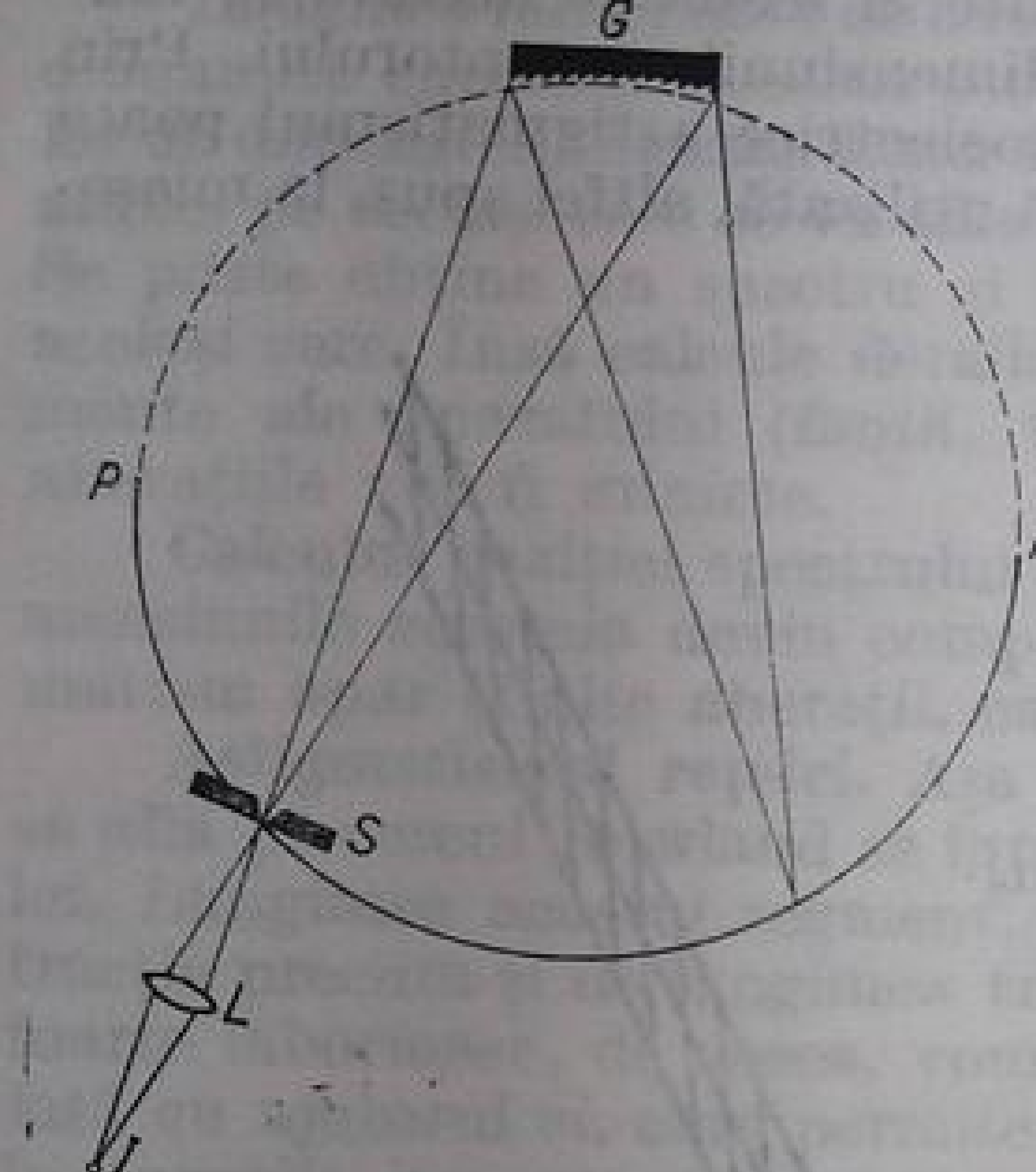


Fig. 2.13. Schema montajului unei rețele concave, după Paschen-Runge : I — sursa de lumină ; L — lentilă ; S — fantă ; G — rețea ; PP' — suprafața focală.

metri. În plus, în aceste condiții astigmatismul rețelei este relativ mare. Din aceste două puncte de vedere este mai avantajos aranjamentul cu autocolimație al lui Eagle pentru care $\varphi \approx \psi$. Schema acestuia este dată în figura 2.14. Astăzi există o serie de variante ale acestei scheme. Uneori fanta este montată deasupra, iar alteori sub planul cercului Rowland ; spectrul se formează totdeauna de cealaltă parte a acestui plan (aranjament spațial) (fig. 2.15).

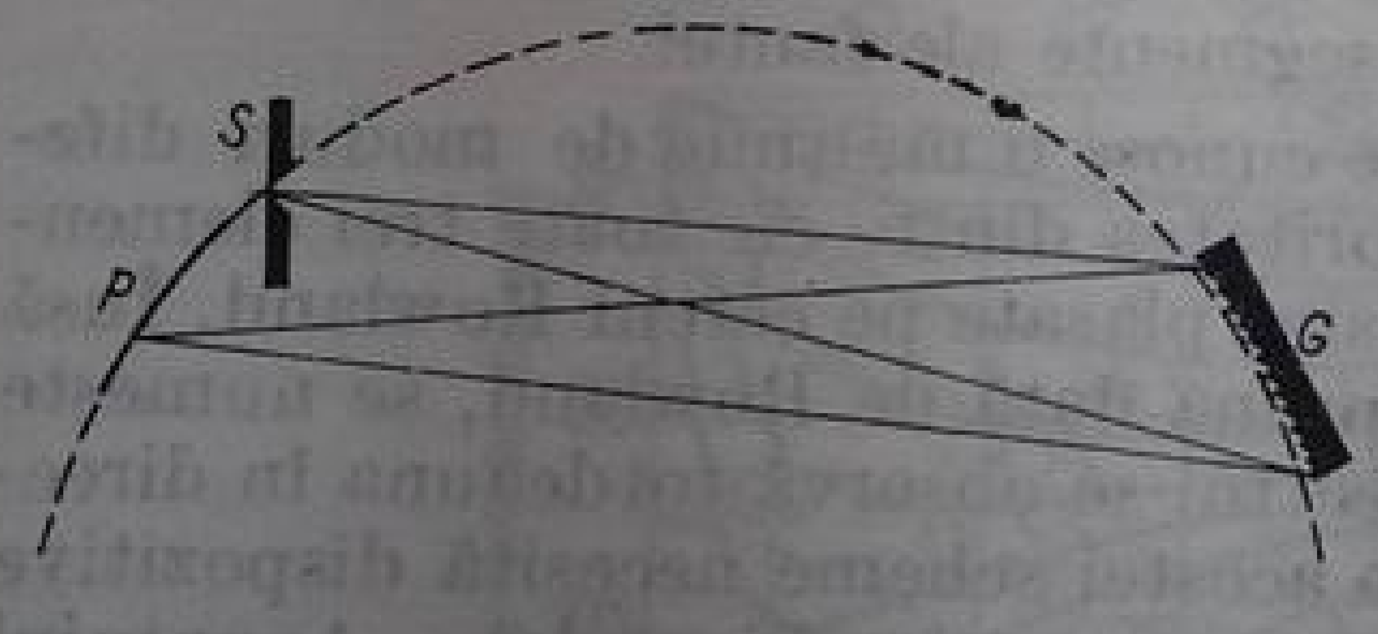


Fig. 2.14. Schema montajului unei rețele concave, după Eagle : S — fanta ; G — rețeaua ; P — caseta.

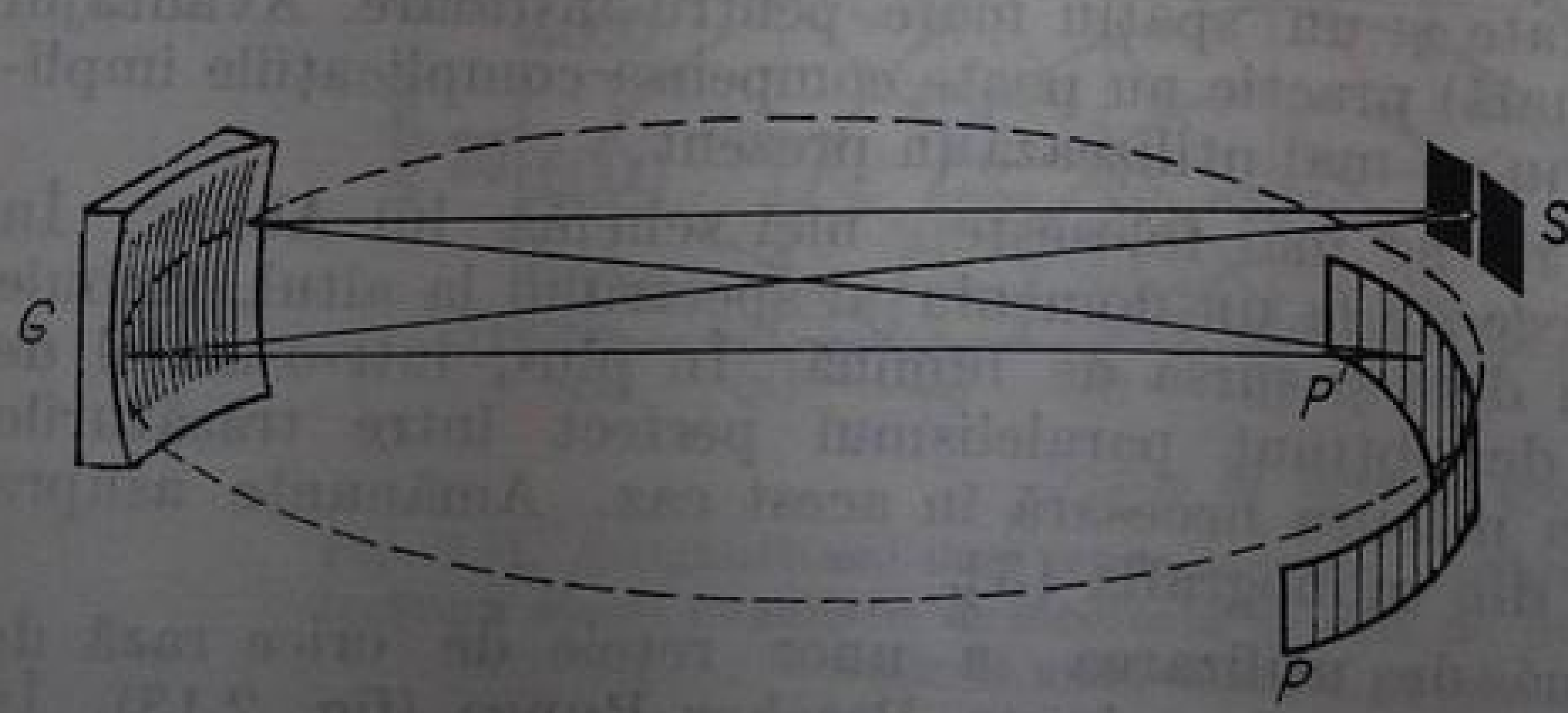


Fig. 2.15. Schema spațială a aranjării unei rețele concave, după Eagle ; G — rețeaua ; S — fanta ; PP' — spectrul.

Uneori fanta se fixează pe același cerc, în continuarea spectrului (fig. 2.14), iar alteori lateral față de acesta, lumina fiind trimisă pe rețea cu ajutorul unei oglinzi sau prisme rotitoare (fig. 2.16).

În cazul montajului spațial fanta și imaginea ei nu mai sînt paralele între ele. Pentru ca liniile spectrului să fie perpendiculare pe direcția de dispersie a aparatului, este necesar ca fanta să fie așezată sub un anumit unghi față

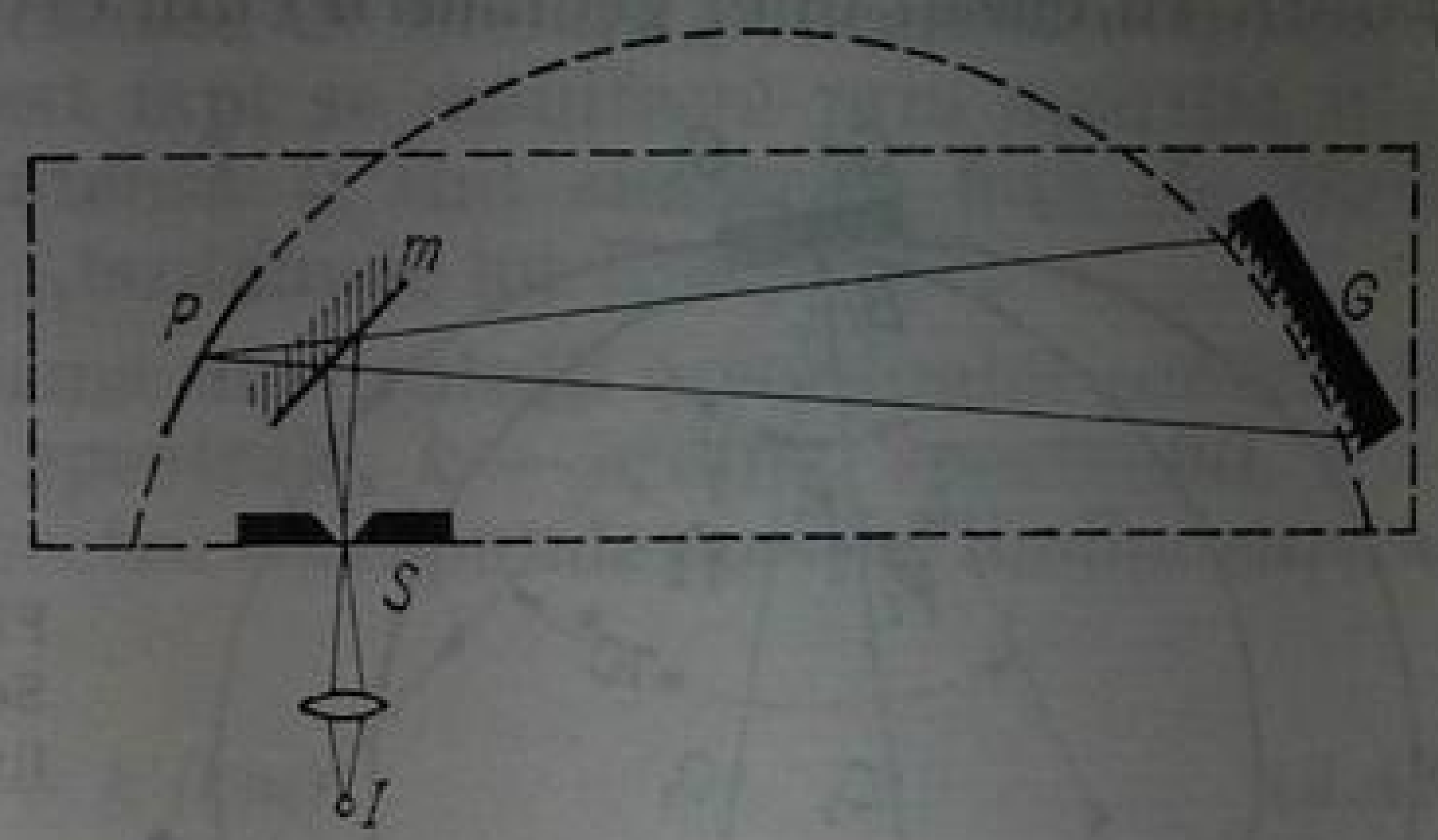


Fig. 2.16. Una dintre variantele montajului unei ețele concave, după schema lui Eagle : I — sursa de lumină ; S — fanta ; m — oglindă ; G — rețeaua ; P — caseta.

de trăsăturile rețelei. Astfel de rotiri ale imaginii fantei se produc în toate aparatele spectrale, în care centrele fantei și imaginile ei nu se află în planul secțiunii principale a elementului dispersiv.

Aranjamentul lui Eagle se utilizează mai ales pentru spectrografe. Domeniul ce poate fi fotografiat ocupă o regiune relativ mică a spectrului. Pentru a trece de la un domeniu la altul trebuie deplasată rețeaua, modificînd concomitent atît unghiul de rotație al ei cît și unghiul de rotație al casetei. Toate cele trei feluri de deplasări se realizează suficient de exact cu ajutorul unui singur șurub. Aranjamentul lui Eagle se utilizează pentru rețelele de orice rază de curbură, pînă la cele mai mari, inclusiv.

Practic, înlăturarea totală a astigmatismului se poate realiza în schema propusă de Wadsworth (fig. 2.17). În acest caz rețeaua este iluminată cu un fascicul paralel, produs de o oglindă colimatoare sferică, M. Spectrul se formează pe o curbă a cărei rază de curbură, în apropierea vîrfului, este aproximativ egală cu jumătate din raza de curbură a cercului Rowland.

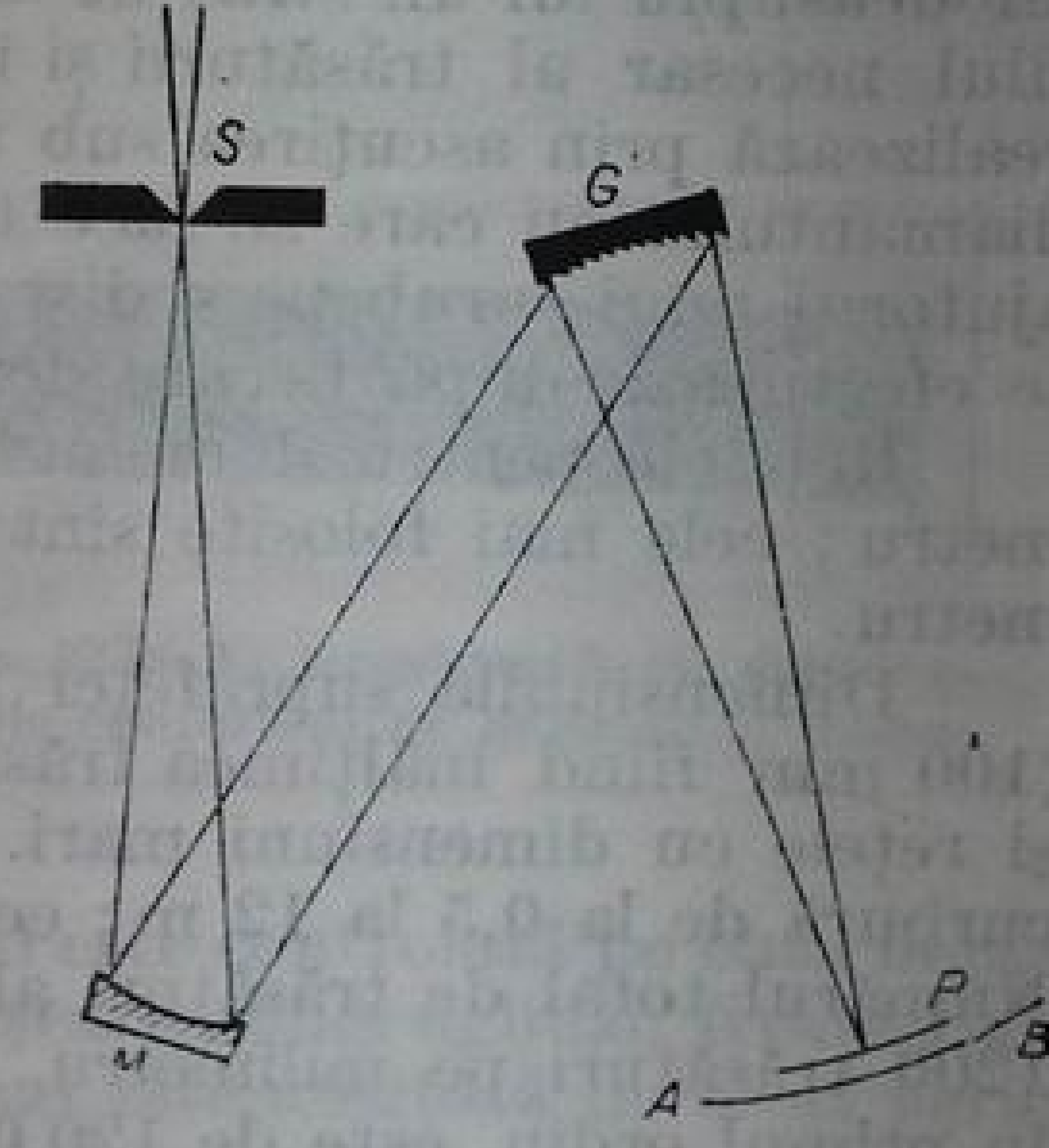


Fig. 2.17. Schema aranjării unei rețele concave, după Wadsworth ; S — fanta ; M — oglinda concavă ; G — rețeaua ; P — caseta ; AB — șină pentru fixarea casetei.

În mod corespunzător scade și dispersia liniară. Astigmatismul este egal cu zero pe normala la rețea și este foarte mic la distanțe relativ mari în ambele părți ale rețelei. Acest fapt îmbunătățește substanțial condițiile de lucru.

Pentru monocromatoare se folosește adesea schema lui Seya-Namioka, în care spectrul nu se obține, de asemenea, pe cercul lui Rowland. Această schemă este comodă mai ales prin faptul că trecerea de la o lungime de undă la alta se realizează prin rotirea rețelei fără deplasarea altor detalii ale aparatului. În cazul unei geometrii cum este cea din figura 2.18, aberațiile sînt neîn-

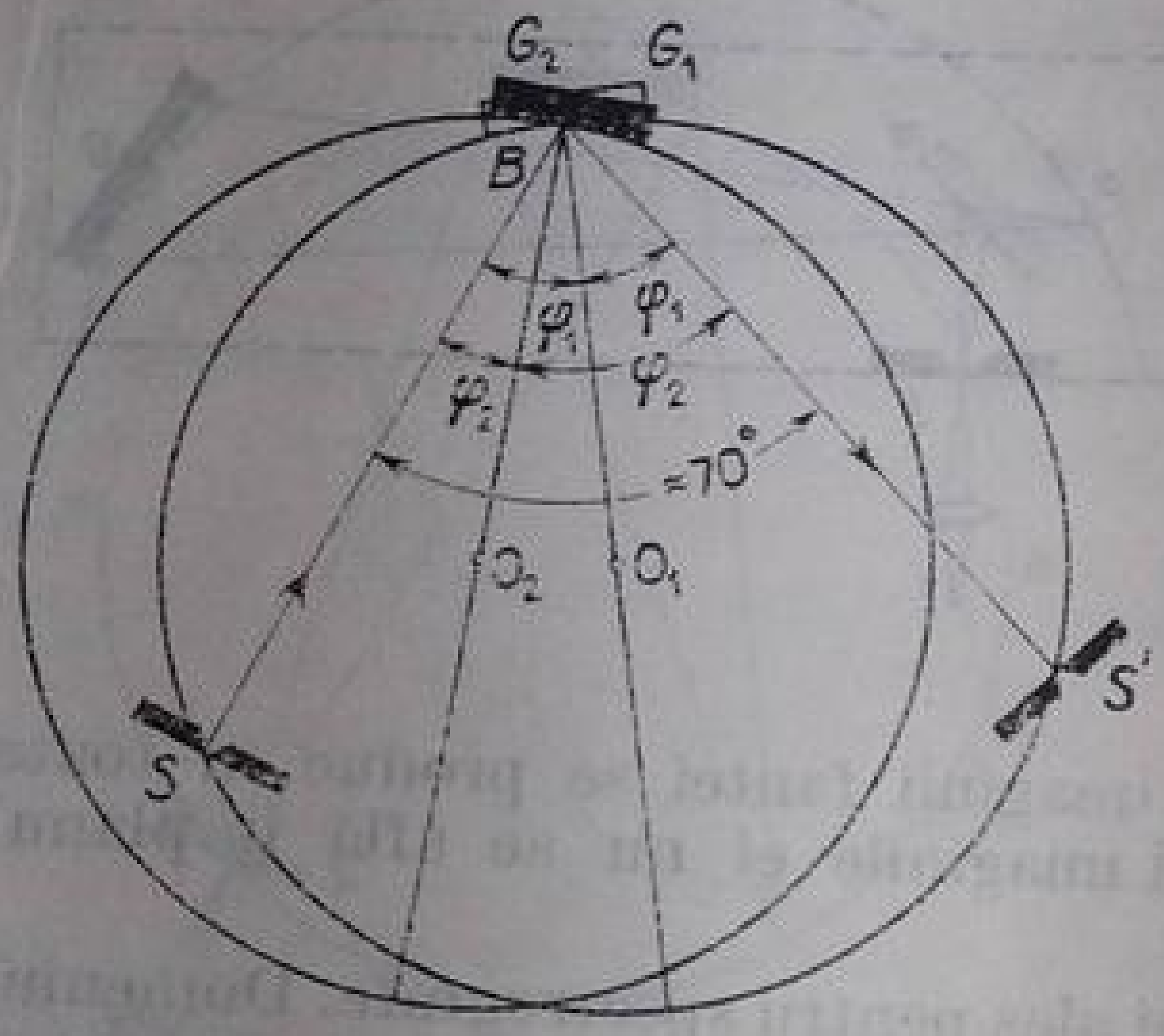


Fig. 2.18. Schema aranjării unei rețele concave, după Seya-Namioka : S și S' — fantele de intrare și de ieșire, fixe, ale monocromatorului ; G_1 și G_2 — două poziții ale rețelei ; B — axa de rotație a rețelei.

semnate. Schema este larg utilizată în monocromatoare nu prea mari, în special pentru domeniul vacuum ultraviolet al spectrului, în care avantajele unei cinematici simple sînt deosebit de importante.

§ 5. TEHNOLOGIA DE REALIZARE A REȚELELOR ȘI EXPLOATAREA LOR

Realizarea rețelelor [2.2, 2.3]. De regulă, rețelele moderne se realizează prin trasarea unei suprafețe metalice moi cu un cuțit de diamant. Ca bază pentru rețele servesc de obicei suporturi de sticlă, polizate cu o precizie de pînă la $\lambda/10$. Pe suport se depune, prin evaporare în vid, un strat de crom, iar deasupra lui un strat de aluminiu, pe care se și efectuează trasarea. Profilul necesar al trăsăturii și înclinarea corespunzătoare a fețelor reflectante se realizează prin ascuțirea sub un unghi potrivit și prin orientarea necesară a diamantului cu care se face trasarea. În timpul trasării suportul se mișcă cu ajutorul unui șurub pe o distanță egală cu constanta rețelei. O nouă trăsătură se efectuează după fiecare deplasare a cuțitului.

Rețelele pentru domeniul vizibil au de la 100 la 2400 trăsături pe milimetru ; cele mai folosite sînt rețelele cu 300, 600 și 1200 trăsături pe milimetru.

Dimensiunile suprafeței trasate nu depășesc, de obicei, 150 × 100 mm² (100 mm fiind înălțimea trăsăturii). Pentru scopuri speciale se confecționează și rețele cu dimensiuni mari. Suporturile pentru rețele concave au razele de curbură de la 0,5 la 12 m ; cele mai folosite sînt rețelele cu $r = 1 ; 2 ; 3 ; 6$ m. Numărul total de trăsături al unei rețele cu o lățime de 100 mm, care are 1200 trăsături pe milimetru, egal, după cum se știe, cu puterea de rezoluție în primul ordin, este de 120 000. Cel mai des se folosesc rețele cu puterea de separare în primul ordin de 50 000 — 80 000. Puterea de separare în primul ordin, în cazul unor rețele bune, este apropiată de puterea de separare Rayleigh. În spectrele de ordine superioare, datorită defectelor de confecționare a rețelelor, puterea de separare este de obicei mai mică decît cea teoretică. Cu cît numărul

de trăsături pe milimetru al unei rețele este mai mare, cu atît sînt mai mari și erorile relative de confecționare a ei. În toate mașinile vechi înaintarea cuțitului sau a suportului se realizau cu ajutorul unui șurub de precizie, astfel încît erorile constantei de rețea erau determinate de erorile mecanismului de antrenare. Orice pas de șurub are o eroare periodică de filetare și aceasta conduce la erori periodice ale constantei rețelei. Acest fapt se manifestă prin apariția unor linii false, care însoțesc fiecare linie intensă și sînt simetrice față de liniile principale; ele au căpătat denumirea de „fantomele lui Rowland".

Fie m numărul de linii trasate în urma unei rotații a șurubului mașinii de divizare, λ — lungimea de undă a liniei spectrale, k — ordinul spectrului, k' — ordinul fantomei. Poziția fantomelor în spectru corespunde poziției liniilor care au lungimea de undă egală cu

$$\lambda_g = \lambda(1 \pm k'/km). \tag{2.43}$$

În cazul rețelelor proaste, dacă strălucirea liniei de bază este mare, se pot observa fantome pînă la ordinul 10—12 (fig. 2.19). Strălucirea relativă a fantomelor date de rețelele cu trăsături neprofilate crește proporțional cu pătratul ordinului spectrului. Sub acest aspect, asemenea rețele este avantajos să fie utilizate în primul ordin.

În rețelele de calitate strălucirea fantomelor este mai mică decît 0,01 % din strălucirea liniei de bază. De regulă, strălucirea fantomelor de ordinul doi și de ordine superioare este neglijabil de mică. Însă cînd se trece la analiza unor spectre noi, liniile slabe, așezate în apropierea celor intense, trebuie totdeauna controlate din acest punct de vedere. Aceasta se poate face ușor folosindu-ne de simetria fantomelor. Strălucirile fantomelor de lungime de undă mare nu sînt totdeauna exact egale cu strălucirile fantomelor de lungime de undă mică. Însă diferența dintre ele nu depășește cîteva procente*.

În cazul rețelelor proaste, în afară de fantomele Rowland apar uneori și linii false, slabe, difuze, care se află destul de departe de linia care le-a dat naștere. În mecanismul de trasat linii, al lui Rowland, apariția acestor fantome, denumite „fantomele lui Lyman" era provocată de trepidațiile căruciorului, datorită angrenajului printr-o curea de transmisie. În rețelele care se fabrică în prezent nu se mai observă de obicei fantomele lui Lyman.

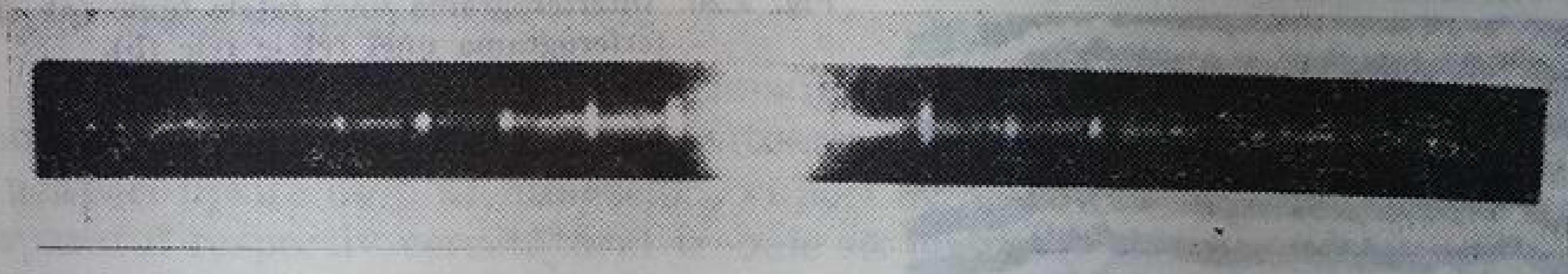


Fig. 2.19. O linie spectrală a laserului cu heliu-neon ($\lambda = 6328$ Å) înregistrată cu supraexpunere, în spectrograful ДФС-8. Se văd fantomele și aripile conturului de difuzare al monocromatorului.

În mecanismele actuale antrenarea suportului este controlată pe baza deplasării franjelor de interferență, determinată de mișcarea unei oglinzi, fixată rigid de căruciorul mașinii. În acest caz rețeaua nu mai este afectată de erori periodice, astfel încît fantomele lui Rowland practic nu mai apar.

* Strălucirea unei fantome de lungime de undă mai mare ca a liniei nu este totdeauna egală cu strălucirea fantomei de lungime de undă mai mică. Însă diferența dintre ele nu este mai mare de cîteva procente.

În cazul unei rețele de dimensiuni mari, pînă la terminarea trasării liniilor diamantul parcurge o distanță de ordinul a 10 km sau chiar mai mare. În acest timp el se uzează, astfel încît atît forma cît și adîncimea trăsăturilor de la sfîrșitul trasării lor diferă întrucîtva de cele inițiale. Acest fapt face ca unele rețele plane să producă și o oarecare focalizare, fără ca aceasta să incomodeze folosirea lor. Diamantul care trasează rețeaua într-un metal moale îl deformează întrucîtva prin apăsarea exercitată, generînd astfel un profil al trăsăturii destul de complicat, care nu se reproduce totdeauna perfect. Din această cauză, conturul instrumental și distribuția de energie în diferite ordine nu coincid exact cu cele calculate.

Datorită defectelor inerente rețelei, conturul instrumental este uneori asimetric și poate prezenta aripi suficient de strălucitoare, care se întind pe cîțiva ångströmi. Uneori apar sateliți asimetrici. Calitatea unei rețele poate fi apreciată corect analizînd frontul undei difractate. Abaterea acestuia de la forma plană este determinată de erorile de trasare a trăsăturilor. Aceste analize se efectuează cu ajutorul interferometrelor [2.2]. În figura 2.20 sînt prezentate interferogramele unei rețele bune și a uneia proaste. Bineînțeles că în cazurile în care degradarea conturului instrumental se datorește numai unor porțiuni separate ale rețelei, conturul instrumental poate fi ameliorat prin diafragmare.

Datorită succeselor tehnicii laser și a holografiei, în ultimii ani au apărut perspective reale de obținere holografică a rețelelor de difracție [2.4]. O asemenea rețea reprezintă înregistrarea pe un material fotosensibil a unui tablou de interferență, dat de suprapunerea a două fascicule coerente de lumină. Tabloul poate fi înregistrat fie ca variație a transmitanței, fie a reflectanței, fie ca coeficientului de refracție, obținîndu-se corespunzător, în acest caz, o rețea de ampli-

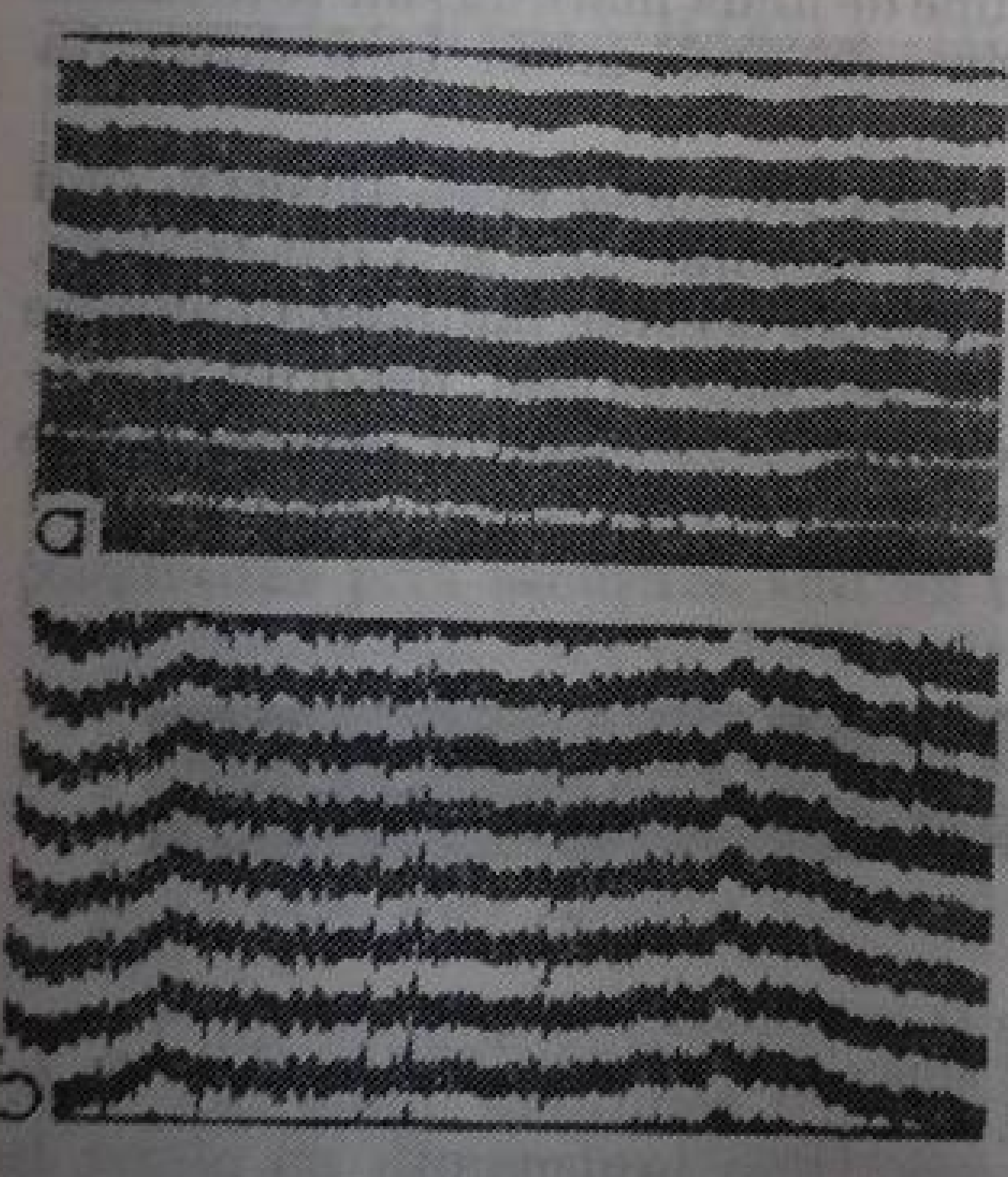


Fig. 2.20. Interferograma unei rețele bune (a) și interferograma unei rețele rele (b).

tudine, de reflexie sau de fază, cu profil sinusoidal al trăsăturilor. Variind forma fronturilor de undă care interferă, rețelei holografice i se pot realiza orice fel de proprietăți de focalizare; de exemplu, se pot obține rețele plane, analoage ca principiu de funcționare rețelelor concave, însă lipsite de astigmatism.

Rețele cu un profil sinusoidal al trăsăturilor nu dau ordine mai mari decît primul ordin. Această caracteristică a rețelelor holografice poate deveni deose-

bit de prețioasă pentru aplicații în domeniul vacuum ultraviolet al spectrului, în care nu există procedee de separare a ordinelor care se suprapun.

Randamentul rețelelor de difracție holografice poate atinge 90% [2.5].

Rețelele holografice nu dau absolut deloc „fantome", deoarece, în principiu, nu au erori de confecționare, proprii rețelelor trasate la o mașină divizoare obișnuită. Din această cauză, după cît se pare, rețelele holografice vor căpăta, cu timpul, o largă răspîndire. Asemenea rețele cu dimensiuni de pînă la $30 \times 30 cm^2$ se realizează deja de către firma franceză Jobin-Yvon [2.6]. Rețelele holografice echipează monocromatoarele pe care le execută această firmă.

Curățarea și recondiționarea rețelelor. În procesul confecționării sale rețeaua se acoperă cu un strat de ulei din cel care unge legăturile mașinii de divizat. Ulterior acesta se spală cu eter. Eterul se folosește și pentru spălarea rețelei, murdărită în procesul exploatării. Mai bine ar fi însă ca rețeaua să se păstreze astfel încît să nu se murdărească. Spălarea ei trebuie făcută numai în cazuri de extremă necesitate, prin ștergerea foarte fină cu o bucată de vată bună, higroscopică sau cu o pensulă din blană de veveriță d e-a l u n g u l trăsăturilor rețelei, care este cufundată într-un vas cu eter.

Straturile de aluminiu se pot spăla cu apă distilată (nu cu alcool). Spălatul trebuie început cu partea netrasată, de pe marginea oglinzii. Dacă nu se produc alterări, atunci poate fi spălată întreaga rețea. Asemenea încercări preliminare sînt necesare, deoarece proprietățile stratului depind atît de tehnologia obținerii lui, cît și de efectul proceselor la care a fost supus în timpul exploatării și păstrării. Uneori se recomandă să se ungă rețeaua cu un strat subțire de colodiu. După întărire, pelicula de colodiu se decupează pe margini și se desprinde cu grijă de pe rețea. Totodată se îndepărtează murdăria suplimentară de pe rețea. Cu timpul, coeficientul de reflexie al rețelei scade. Pentru restabilirea lui rețeaua trebuie acoperită cu un strat reflectant proaspăt. În acest scop, rețeaua minuțios spălată și uscată se acoperă cu un strat subțire de aluminiu, care se depune prin evaporare în vid.

Dacă stratul reflectant este făcut dintr-un alt metal, de pildă din aur sau din platină, atunci pentru refacerea rețelei se va depune, desigur, un strat subțire din același metal.

Spălarea dar mai ales recondiționarea rețelelor sînt operații care necesită cunoștințele și experiența corespunzătoare. Rețelele trebuie păstrate acoperite, în încăperi lipsite de praf, umezeală, vapori de acizi. În timpul montării rețelei în aparatul respectiv cercetătorul trebuie să poarte o mască de tifon, deoarece în momentul expirării pot să se depună pe suprafața ei picături foarte mici, care necesită operații dificile de îndepărtare.

Replici. Pînă nu demult răspîndirea rețelelor de difracție era limitată din cauza complexității mașinilor divizoare, a căror producere era accesibilă numai cîtorva țări. Prețul ridicat și productivitatea redusă a acestor mașini determină și prețul mare al rețelelor de difracție. Situația s-a schimbat substanțial după ce s-au perfecționat metodele de obținere a unor copii ale rețelelor de difracție (replici).

Primele replici au fost obținute de Wood, care a folosit în acest scop gelatină și colodiu. În ceea ce privește calitatea însă, ele erau sensibil inferioare re-

țelelor originale. Existența unei mari diversități de rășini epoxidice a permis îmbunătățirea substanțială a tehnologiei și calității replicilor. Astăzi, cu ajutorul unei rețele se pot obține pînă la o sută de copii din mase plastice, care nu sînt aproape deloc inferioare din punct de vedere calitativ.

Este interesant de remarcat că uneori calitatea replicilor întrece chiar calitatea rețelei originale. Acest fapt se explică prin aceea că masele plastice reproduc prost micile defectele ale trăsăturilor, așa că pe replică defectele vor apărea ,,netezite'' față de cum erau pe rețeaua originală. După confecționarea unei replici, ea se acoperă cu un strat reflectant.

Replicile rețelelor concave se obțin fie cu ajutorul unor matrițe speciale decupate convex, fie în două etape : de la rețeaua concavă se obține o copie în relief (negativul), iar de la aceasta din urmă, copiile concave, care se utilizează în aparatele spectrale.

Capitolul 3

CLASIFICAREA APARATELOR SPECTRALE ŞI PRINCIPALELE LOR CARACTERISTICI

§ 1. TIPURI DE APARATE SPECTRALE

În funcţie de caracterul problemei ce trebuie rezolvată, se alege şi tipul aparatelor spectrale folosite. Ele diferă atît prin metoda de obţinere şi de înregistrare a spectrului, cît şi prin domeniul spectral accesibil analizei cu ajutorul unui aparat dat. Clasificarea existentă nu este foarte riguroasă, iar uneori unul şi acelaşi aparat poate fi considerat că face parte din cîteva tipuri. Mai există, de asemenea, aparate mai mult sau mai puţin universale, care pot fi din capul locului clasificate în două sau mai multe tipuri.

Spectograful. Astfel se numeşte aparatul destinat pentru înregistrarea fotografică a spectrelor. Schema simplificată a spectrografului este dată în figura 3.1a. Elementele principale ale unui spectrograf sînt : fanta, S, sistemul de dispersie, D, piesele optice de focalizare, L_1 şi L_2, şi caseta cu peliculă fotografică, P, care se suprapune peste suprafaţa focală determinată de optica aparatului.

De obicei fanta este plasată în focarul obiectivului, L_1, denumit colimator. Obiectivul L_2 — obiectiv de aparat fotografic — formează imagini monocromatice ale fantei pe suprafaţa focală a aparatului. Optica de focalizare a aparatului poate fi formată atît din lentile, cît şi din oglinzi. Larg răspîndite sînt aparatele cu autocolimaţie, în care unul şi acelaşi obiectiv este concomitent şi colimator şi de aparat fotografic (fig. 3.1b).

În cazul unei fante largi, conturul instrumental al spectrografului este dreptunghiular. În cazul spectrografelor mari, pentru o fantă îngustă, conturul instrumental este determinat numai de fenomenul de difracţie.

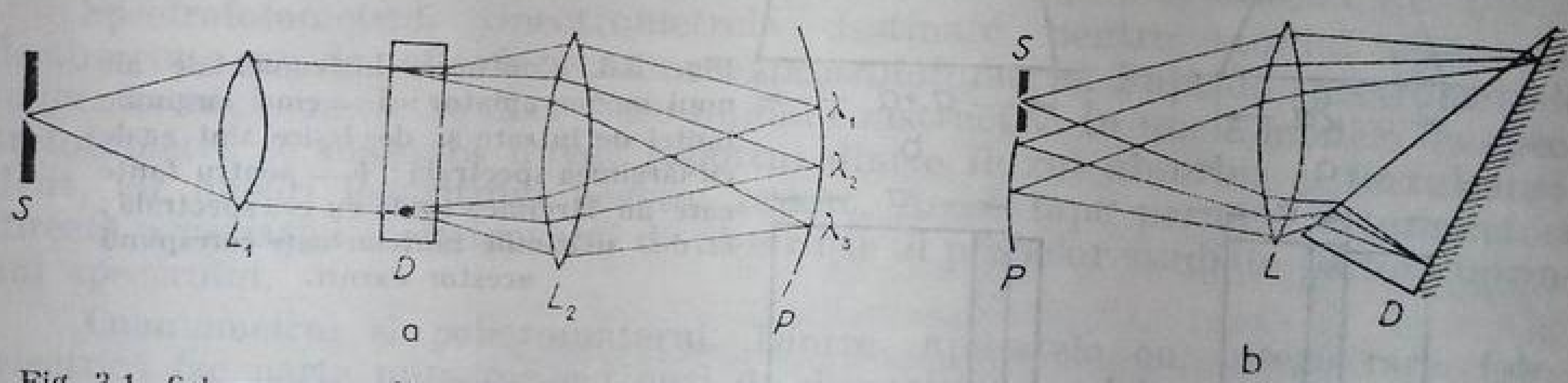


Fig. 3.1. Schema generală a unui spectrograf (a) şi schema unui spectrograf cu autocolimaţie (b).

Astăzi se construiesc o mare varietate de spectrografe, destinate diverselor scopuri şi anumitor domenii spectrale. Cele mai mici modele se caracterizează printr-un spectru mic, a cărui lungime totală este de 5—10 mm, pe cînd aparatele mari dau un spectru foarte întins, a cărui lungime ajunge la cîţiva metri.

Spectrografele precum şi alte aparate spectrale se clasifică în funcţie de domeniul spectral pentru care sînt destinate. În cele ce urmează ne vom referi numai la aparatele destinate domeniilor vizibil şi ultraviolet. Aparatele cu prismă sînt denumite adesea şi aparate cu sticlă sau cu cuarţ — după materialul de bază

din care este confecţionată optica pe care o conţine. Pentru domeniul vizibil acesta este sticla, iar pentru domeniul ultraviolet — cuarţul.

Monocromatorul. Se numeşte monocromator orice aparat spectral care separă numai radiaţia dintr-un anumit interval, $\Delta\lambda$, de obicei suficient de îngust, ce poate fi deplasat continuu de-a lungul spectrului.

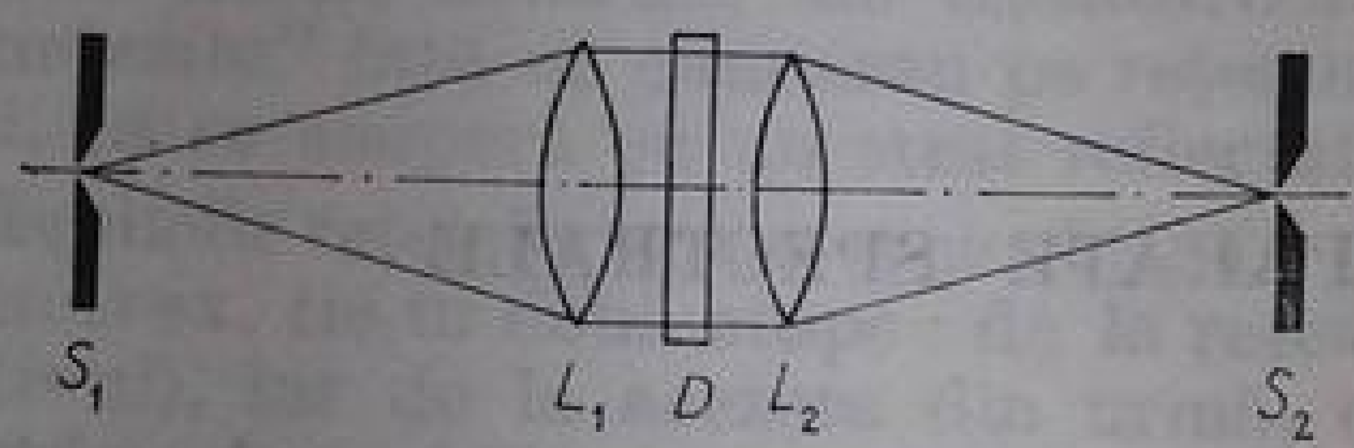


Fig. 3.2. Schema de principiu a unui monocromator.

Schematic, construcţia unui monocromator constă de obicei din două obiective, L_1 şi L_2, aşezate simetric, în focarele cărora se află fanta de intrare, S_1, şi, respectiv, fanta de ieşire, S_2 şi din elementul dispesiv D (fig. 3.2). Printr-o reglare a elementului dispersiv se poate suprapune peste fanta de ieşire acea imagine a fantei de intrare care corespunde domeniului spectral cerut. Numai rareori, pentru a se trece de la un domeniu spectral la altul, se deplasează fanta de ieşire sau fanta de intrare.

Să presupunem că fantele sînt suficient de largi, astfel încît conturul instrumental al monocromatorului să fie dat numai de lărgimea imaginii geometrice a fantei, fără a mai fi necesar să se ţină seama şi de difracţie. Fie a lărgimea imaginii fantei de intrare, iar a' — lărgimea fantei de ieşire. Fluxul de lumină care iese din monocromator este proporţional cu porţiunea de arie din suprafaţa fantei de ieşire, a', care se suprapune peste suprafaţa imaginii fantei de intrare, de arie a (fig. 3.3a şi b). În cazul în care a şi a' sînt egale, deplasînd imaginea

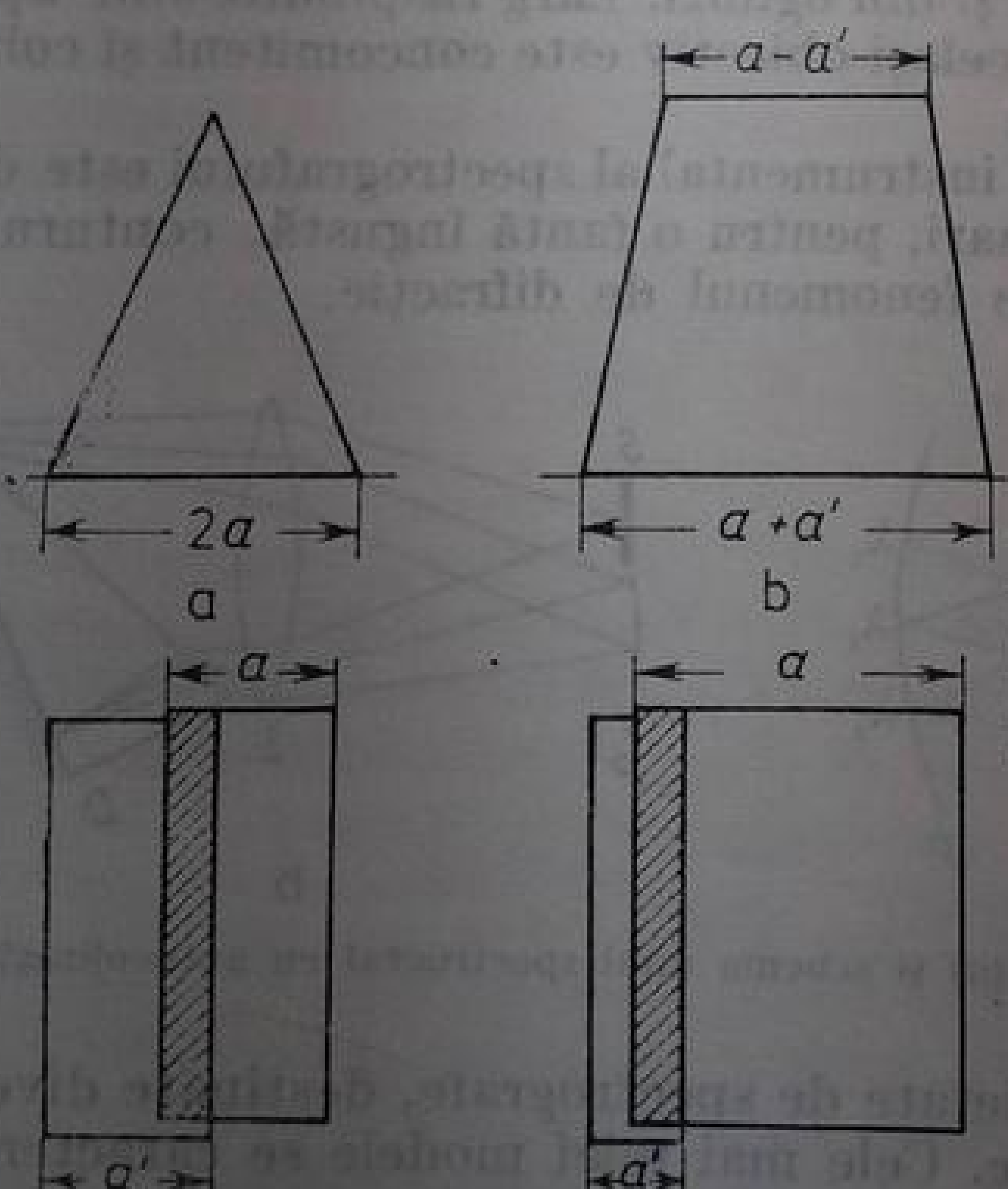


Fig. 3.3. Contururi instrumentale ale unui monocromator : a — cînd lărgimile fantei de intrare şi de ieşire sînt egale cu lărgimea spectrală ; *b* — pentru fante care au lărgimea egală cu cea spectrală ; c, d — mărimile fantelor care corespund acestor cazuri.

fantei de-a lungul suprafeţei focale, fluxul fasciculului de lumină care este lăsat să treacă prin fanta de ieşire va creşte liniar pînă la o anumită valoare maximă, după care va scădea tot liniar. În acest caz conturul instrumental va fi un triunghi isoscel (fig. 3.3a). Dacă lărgimea fantei de intrare este diferită de a fantei de ie-

şire, atunci conturul instrumental va fi un trapez (fig. 3.3b), care se va apropia cu atît mai mult de un triunghi cu cît una dintre cele două fante este mai îngustă faţă de cealaltă.

Monocromatoarele de diferite variante constructive se utilizează ca instrumente de sine stătătoare, pentru obţinerea radiaţiei monocromatice. În afară de aceasta, monocromatoarele constituie partea principală într-o întreagă serie de aparate spectrale — spectrometre, spectrofotometre etc.

Adesea se utilizează şi monocromatoare duble, care reprezintă o pereche de monocromatoare reunite într-o singură construcţie, astfel încît fanta de ieşire a primului dintre ele să aibă rolul de fantă de intrare pentru cel de al doilea.

Spectroscopul este aparatul spectral folosit numai pentru observarea vizuală a spectrului. În ultimul timp se fabrică, de regulă, numai spectroscoape relativ modeste, utilizate în scopuri didactice sau pentru o cunoaştere orientativă a spectrelor. Uneori spectroscoapele sînt înzestrate cu o scară pentru determinarea aproximativă a lungimilor de undă.

Stiloscopul reprezintă o anumită categorie de spectroscoape, destinate pentru analiza semicantitativă a metalelor. El are o putere de separare relativ mare, 1500—20 000, în regiunea centrală a spectrului. Aparatul este echipat cu o scală a lungimilor de undă, pe care sînt notate poziţiile celor mai importante linii analitice.

Stilometrul se deosebeşte de stiloscop prin faptul că el este destinat problemelor de analiză cantitativă şi este echipat cu un dispozitiv pentru compararea strălucirilor liniilor analitice.

Spectrometrul permite efectuarea de măsurători exacte ale lungimilor de undă în domeniul vizibil al spectrului. Aceste instrumente sînt de fapt nişte spectroscoape mari, prevăzute cu un dispozitiv de înaltă precizie de determinare a poziţiei exacte a tubului vizual pentru observarea spectrului. Poziţia tubului se fixează folosind un limb cu diviziuni exacte. Acum asemenea măsurători se fac de preferinţă prin metoda fotografică sau prin metoda fotoelectrică, denumirea de „spectrometru" pierzîndu-şi sensul iniţial. De obicei, este numit spectrometru un monocromator cu un dispozitiv pentru înregistrarea distribuţiei energiei în spectru. De cele mai multe ori acest dispozitiv este format dintr-un receptor fotoelectric şi un mecanism de explorare prin baleiaj *.

Spectrofotometrul. Spectrometrele destinate pentru studiul spectrelor de absorbţie sau de reflexie se numesc spectrofotometre. Faţă de spectrometrele pomenite mai sus ele se deosebesc numai constructiv. În unele modele de spectrofotometre se măsoară direct raportul dintre fluxul absorbit şi fluxul incident, iar uneori logaritmul acestui raport. Acest fapt permite determinarea directă a variaţiei coeficientului de absorbţie al probelor studiate pe tot cuprinsul spectrului.

Cuantometrul şi policromatorul. Dintre aparatele cu înregistrare fotoelectrică fac parte numeroase tipuri de dispozitive multicanal în care o serie de receptori fotoelectrici care înregistrează simultan mai multe domenii ale spectrului, fiecare dintre acestea fiind delimitat de propria fantă de ieşire. Numărul acestor fante poate ajunge chiar pînă la 80; de obicei însă sînt mai puţine, cam 15—20. Astfel de aparate se cunosc sub denumirile de cuantometru, policromator, cuantovac etc.

---

* Explorarea prin baleiaj este înregistrarea continuă a energiei de-a lungul spectrului cînd lungimea de undă a radiaţiei înregistrate variază continuu. Acest lucru se realizează prin rotirea elementului dispersiv, de pildă, sau prin deplasarea receptorului pe suprafaţa focală.

§ 2. PARAMETRII APARATELOR CU PRISMĂ ȘI AI APARATELOR CU REȚEA DE DIFRACȚIE

Caracteristici de bază. Aparatele în care prisma sau rețeaua servesc drept elemente de dispersie au o serie de proprietăți comune. Analiza lor este necesară pentru înțelegerea funcționării aparatelor și alegerea lor cît mai adecvată.

În primul rînd aparatele spectrale se caracterizează prin dispersia unghiulară și dispersia liniară, luminozitatea reală, puterea de separare practică și domeniul de transparență. O serie de alte caracteristici secundare joacă și ele un rol important în lucrul cu aparatul. La acestea din urmă se referă dimensiunile geometrice, poziția și forma suprafeței focale, grosismentul, astigmatismul și curbarea liniilor spectrale. La început vom examina aceste caracteristici mai puțin importante, deoarece fără analiza lor nu se pot aprecia la justa lor valoare proprietățile importante ale unui aparat.

Dimensiunile geometrice. Dimensiunile unui aparat sînt determinate în primul rînd de distanțele focale ale obiectivelor lui, iar pentru aparatele cu rețea concavă, de raza de curbură a rețelei. Pentru aparatele construite după o schemă cu autocolimație, dimensiunea maximă este ceva mai mare decît distanța focală a obiectivului. Pentru celelalte aparate această dimensiune este apropiată de suma distanțelor focale ale obiectivului aparatului fotografic și colimatorului, iar pentru aparatele cu rețea concavă este cam de aceeași mărime ca și raza de curbură a rețelei. Avînd în vedere toate acestea, s-a stabilit o subîmpărțire convențională a tuturor aparatelor, în funcție de dimensiunile lor, în trei clase : aparate mari cu distanța focală a obiectivelor mai mare ca 1,5 m, aparate mijlocii, cu distanța focală de 0,5 – 1,5 m, și aparate mici, cu distanța focală a pieselor optice de pînă la 0,5 m.

Cele mai răspîndite sînt aparatele mijlocii, însă pe măsura creșterii solicitărilor de analize tot mai detaliate ale spectrelor, precum și dezvoltării tehnicii analizei spectrale a elementelor cu spectre complexe, pătrund tot mai des în activitatea practică aparate cu distanțe focale ale obiectivelor de 2 – 4 m și chiar mai mari. Există la ora actuală aparate standard cu rețele concave, care au o rază de pînă la 6 m. Aparatele cu dimensiuni și mai mari sînt elaborate în cadrul unor laboratoare, fiind utilizate în cercetările care necesită o cît mai mare putere de separare.

Suprafața focală. Forma suprafeței focale este determinată atît de proprietățile elementului dispersiv, cît și de optica de focalizare. Pentru rețeaua concavă secțiunea normală a suprafeței focale este tocmai cercul Rowland.

Pentru aparatele cu rețea plană și obiectivele acromatice, suprafață focală se aproximează bine cu o porțiune de plan perpendicular pe axa optică a colimatorului. În cazul utilizării prismelor împreună cu obiective neacromatizate (aparatele cu optică din cuarț) forma suprafeței focale este destul de complicată. Ea va fi determinată de efectul rezultant al aberației cromatice a obiectivului și al astigmatismului prismei, acesta putînd fi redus la zero numai pentru o singură lungime de undă, cea pentru care prisma este montată la minimul de deviație.

Indicii de refracție ai prismei și obiectivului cresc odată cu micșorarea lungimii de undă și deci distanța focală a obiectivului se micșorează pe măsura înaintării în domeniul lungimilor de undă mici. Suprafața focală este dispusă cam așa cum se vede în figura 3.4. Forma și poziția ei pot fi calculate cu ajutorul metodelor cunoscute din optica geometrică. Suprafața focală este relativ complicată, însă în anumite cazuri ea se poate aproxima bine printr-un plan

sau o parte a unui cilindru. Din considerente de asemănare, rezultă că prin micşorarea proporţională a dimensiunilor aparatului raza de curbură a suprafeţei focale se micşorează, deci curbura suprafeţei focale este mai mică în cazul aparatelor mari decît pentru aparatele mici.

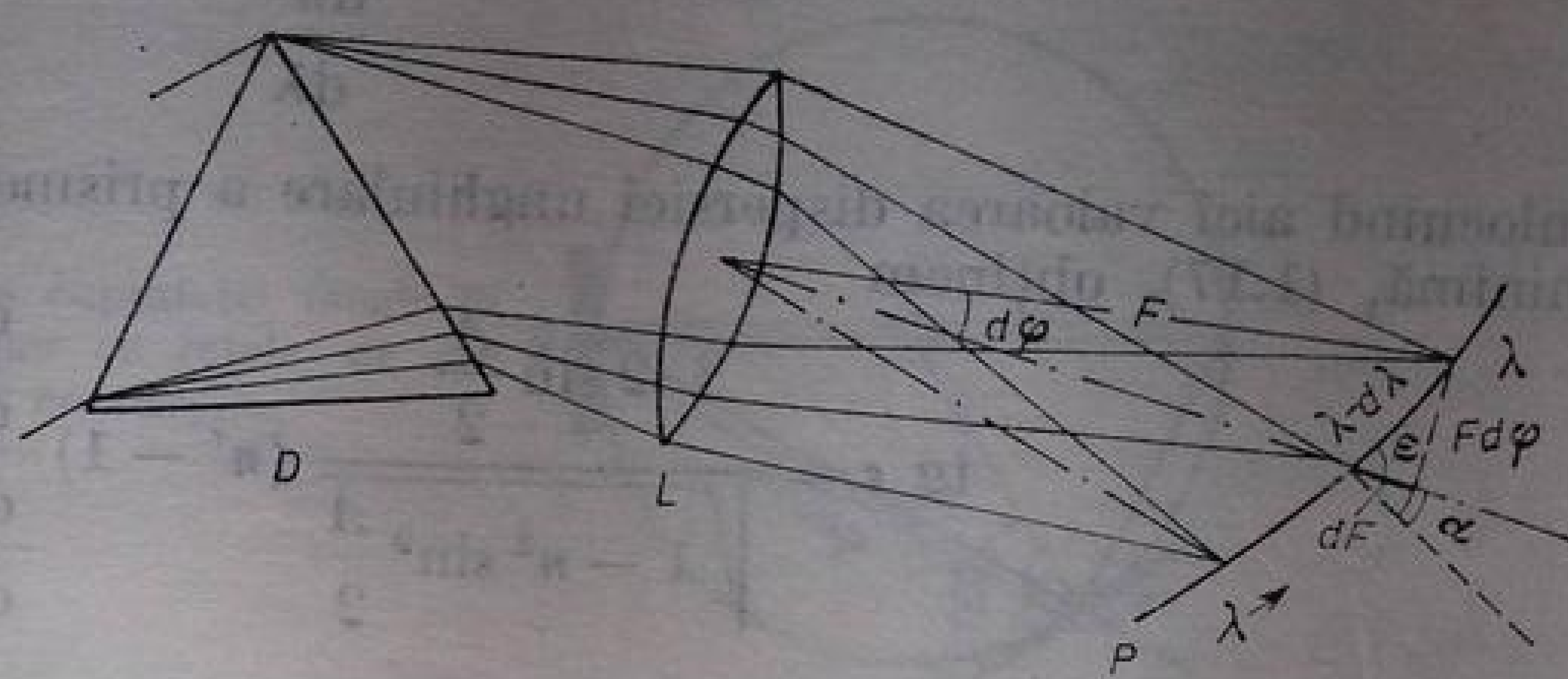


Fig. 3.4. Calculul înclinării suprafeţei focale faţă de axa unui spectrograf (D — obiectivul camerei).

Constructorii de aparate spectrale se străduiesc, pe cît este posibil, să îndrepte suprafaţa focală, astfel încît aceasta să poată fi suprapusă cu suprafaţa plană a plăcii fotografice. Acest deziderat poate fi uneori îndeplinit prin corectarea aberaţiilor obiectivelor şi în special a astigmatismului şi a curbării cîmpului obiectivului aparatului fotografic. Cu cît este mai mică deschiderea relativă a obiectivului aparatului fotografic, cu atît se realizează mai uşor o suprafaţă focală plană.

În fiecare punct suprafaţa focală formează un anumit unghi, ε, cu raza incidentă în centrul obiectivului (v. fig. 3.4). Pentru diferite porţiuni ale spectrului acest unghi este diferit. Însă într-o serie de cazuri în locul unghiurilor de înclinaţie a suprafeţei focale în diferitele ei puncte ne putem limita la examinarea înclinaţiei ei medii cu axa optică a lentilei colimatoare. Înclinarea suprafeţei focale se poate caracteriza şi cu ajutorul unghiului α, pe care-l face normala ei cu axa optică. Evident, $\varepsilon + \alpha = 90°$. Cînd se vorbeşte despre o înclinaţie mare sau mică a suprafeţei focale se au în vedere valorile mari sau mici ale unghiului α.

Să efectuăm un calcul orientativ al înclinaţiei planului focal într-un spectrograf cu cuarţ, cu un obiectiv sub formă de oglindă al colimatorului, cu un obiectiv de cuarţ neacromatizat (spectrografele ИСП—22, ИСП—28, ИСП—30, v. cap. 4) şi cu prismă de 60° fixate la deviaţia minimă.

Presupunînd că lentila fotografică este subţire, pentru distanţa ei focală se poate scrie relaţia

$$\frac{1}{F} = (n' - 1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \tag{3.1}$$

în care n' este indicele de refracţie al materialului lentilei.

Derivînd relaţia în raport cu n', obţinem

$$\frac{dF}{dn'} = -\frac{F}{n' - 1}. \tag{3.2}$$

După cum rezultă din figura 3.4,

$$\operatorname{tg} \varepsilon = F\frac{d\varphi}{dF} = F\frac{\dfrac{d\varphi}{d\lambda}}{\dfrac{dn'}{d\lambda}\,\dfrac{dF}{dn'}}. \tag{3.3}$$

Folosind relaţia (3.2), avem

$$\operatorname{tg} \varepsilon = -\frac{\frac{d\varphi}{d\lambda}(n'-1)}{\frac{dn'}{d\lambda}}. \tag{3.4}$$

Înlocuind aici valoarea dispersiei unghiulare a prismei în condiţii de deviaţie minimă, (1.17), obţinem

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} (n'-1) \frac{\frac{dn}{d\lambda}}{\frac{dn'}{d\lambda}}. \tag{3.5}$$

Aici n este indicele de refracţie al materialului prismei.

Punînd $n = n'$, $dn/d\lambda = dn'/d\lambda$ şi $\alpha = 60°$, obţinem

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{2(n-1)}{\sqrt{4 - n^2}}. \tag{3.6}$$

Înclinaţia casetei, calculată cu ajutorul relaţiei (3.6), pentru un spectrograf cu optică de cuarţ ($n \approx 1,6$), este de 45°.

Dacă nu numai obiectivul fotografic este neacromatizat, ci şi cel al colimatorului, care este confecţionat din acelaşi material optic, atunci tangenta unghiului ε se micşorează de aproximativ $(F_1 + F_2)/F_1$ ori. Astfel, pentru un aparat simetric ($F_1 = F_2$) (de exemplu, un aparat autocolimat) tangenta se micşorează de două ori.

În calcul nu am mai ţinut cont şi de variaţia înclinării, datorită astigmatismului prismei. În realitate, de pildă pentru spectrograful cu optică de cuarţ ИСП—22, unghiul ε este $\approx 42°$, iar pentru spectrograful cu autocolimaţie KCA—1 cînd se foloseşte optică de cuarţ, acest unghi este $\approx 26°$.

În aparatele cu reţele de difracţie plane se utilizează de obicei o optică de focalizare prin reflexie. Suprafaţa focală este normală la axa optică ($\varepsilon = 90°$). În cazul unui obiectiv neacromatizat, într-o schemă de autocolimaţie, înclinarea casetei se poate calcula cu ajutorul formulei (3.7), care se obţine uşor din (3.4), înmulţind partea ei dreaptă cu $F_1/(F_1 + F_2) = 1/2$.

Avînd în vedere că

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{t \cos \varphi}$$

(v. relaţia (2.3)), avem

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{k}{2\, t \cos \varphi} \frac{n'-1}{dn'/d\lambda}. \tag{3.7}$$

De pildă, pentru spectrograful ДС—1 cu obiectivul din sticlă K—8, înclinaţia planului focal, calculată pentru $\lambda = 5000$ Å, în primul ordin al unei reţele de 600 trăsături pe milimetru, este de 18° ($\varepsilon \approx 72°$).

Pentru aparatele spectrale cu reţele concave unghiul de înclinaţie al suprafeţei focale faţă de axa optică este complementar cu unghiul de difracţie (fig. 3.5), ceea ce permite calcularea acestui unghi din condiţia

$$\sin \varepsilon = \cos \varphi. \tag{3.8}$$

Înclinaţia planului focal este mare în special în aşa-numitele scheme de incidenţă oblică, larg utilizate pentru studiul ultravioletului îndepărtat (în cazul incidenţei oblice creşte substanţial randamentul reţelei în acest domeniu al spectrului).

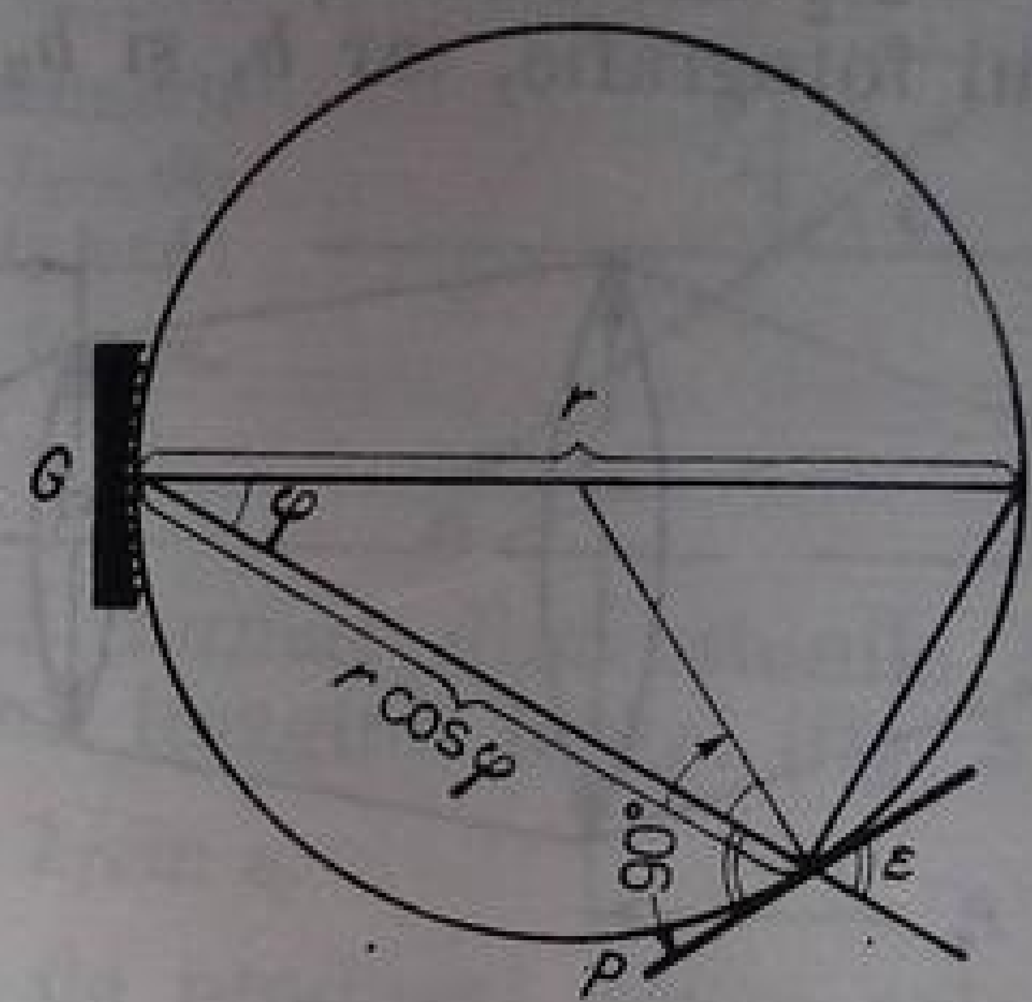


Fig. 3.5. Înclinarea suprafeţei focale în cazul spectrografelor cu reţele de difracţie concave.

Înclinaţia suprafeţei focale nu afectează practic deloc funcţionarea monocromatoarelor spectrofotometrelor. Ele sînt totdeauna prevăzute cu dispozitive care permit aducerea în coincidenţă a suprafeţei focale cu fanta de ieşire.

Aşa cum se va arăta în continuare, înclinarea suprafeţei focale a unui spectrograf duce la mărirea dispersiei, însoţită de lărgirea imaginii fantei. În cazul unor înclinaţii mari, focalizarea aparatului devine dificilă ; creşte concomitent şi influenţa defectelor pieselor optice asupra conturului instrumental. Din această cauză, sînt de preferat aparatele cu o înclinare mică a suprafeţei focale. Dealtfel, şi în cazul unor înclinaţii mari se reuşeşte să se obţină spectre de calitate foarte bună.

Grosismentul aparatelor spectrale. Dimensiunile unei imagini monocromatice a fantei pe suprafaţa focală a unui aparat spectral diferă de dimensiunile fantei. Să notăm lărgimea fantei cu a şi pe a imaginii cu a', iar înălţimile lor cu h şi, respectiv, h'. Vom numi $x = a'/a$ — mărirea orizontală a aparatului, iar $y = h'/h$ — mărirea lui verticală.

Mărirea verticală este determinată numai de grosismentul sistemului de lentile al aparatului ; mărirea orizontală mai depinde în plus atît de mărirea elementului dispersiv, cît şi de înclinarea suprafeţei focale.

Defectele imaginii geometrice a fantei, datorate difracţiei şi imperfecţiunii pieselor optice şi de construcţie a aparatului, modifică întrucîtva dimensiunile imaginii. În cadrul acestei analize ne vom limita numai la considerarea factorilor geometrici, presupunînd sistemul optic ideal, iar fanta atît de largă, încît lărgirea imaginii ei, datorată difracţiei să poată fi neglijată.

Pentru determinarea grosismentului optic al unui aparat vom utiliza formula lui Lagrange-Helmholtz. Cînd obiectul şi imaginea lui se află în aer, această formulă se poate scrie sub forma

$$l_1 \operatorname{tg} u_1 = l_2 \operatorname{tg} u_2, \tag{3.9}$$

în care l_1 este dimensiunea liniară a obiectului, u_1 — apertura unghiulară, care, prin definiţie, este egală cu unghiul dintre direcţia generatoarei conului fasciculului luminos care intră în sistem şi axa optică, l_2 şi u_2 sînt aceleaşi mărimi pentru spaţiul imaginii (fig. 3.6).

Avînd în vedere că

$$\operatorname{tg} u = \frac{b}{2p},$$

obținem

$$l_1b_1/p_1 = l_2b_2/p_2. \qquad (3.10)$$

În cazul unui aparat spectral, mărimile din relația (3.10) au următorul sens: $p_1 = F_1$ și $p_2 = F_2$ sînt distanțele focale ale obiectivelor colimatorului și, respectiv, aparatului fotografic, iar b_1 și b_2 sînt secțiunile fasciculelor la intrarea în

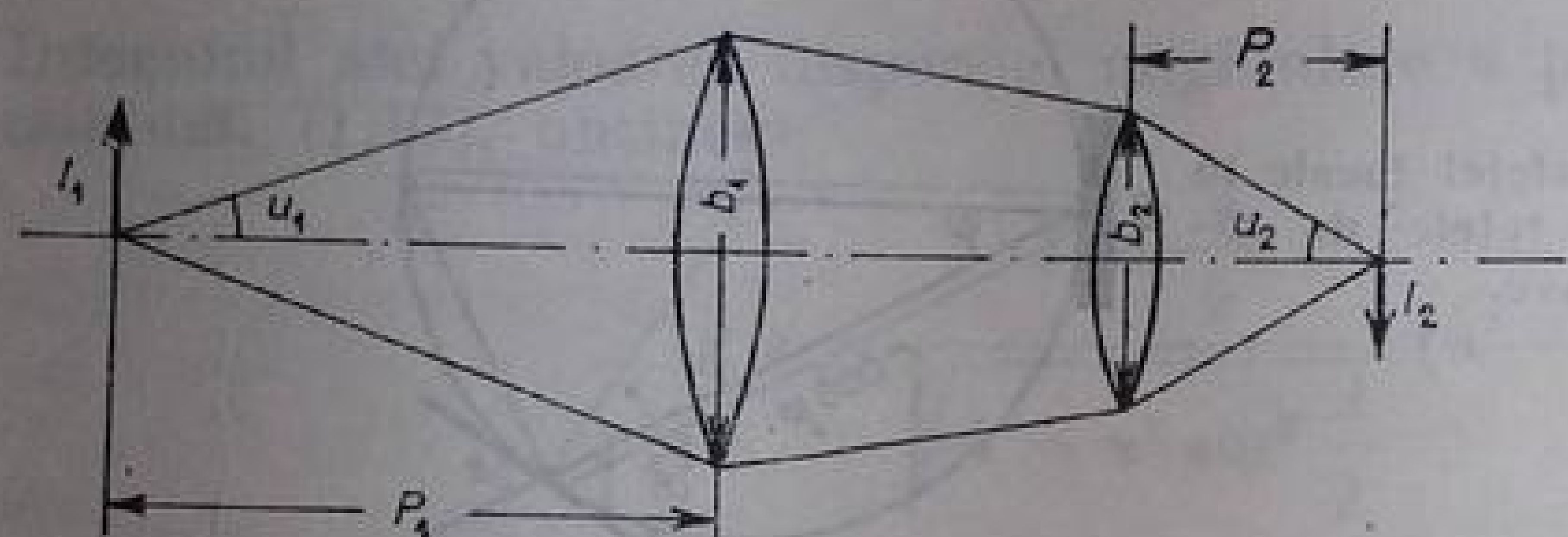


Fig. 3.6. Notațiile pentru relația (3.9).

obiectivul colimatorului și, respectiv, la ieșirea din obiectivul aparatului fotografic.

Pînă acum nu am făcut nici o diferență între mărirea verticală (după direcția înălțimii fantei) și mărirea orizontală (după direcția lărgimii ei) a unui aparat. Nu este greu de văzut că aceste mărimi sînt diferite. Într-adevăr, în timp ce în planul vertical secțiunile ambelor fascicule, b_1 și b_2, sînt totdeauna egale între ele, în planul orizontal atît la aparatele cu prismă, cît și la aparatele cu rețea ele sînt, în general, diferite, raportul lor, $b_1/b_2 = w$ depinzînd de lungimea de undă (fig. 3.7).

Mărimea w definește grosismentul unghiular, caracteristic prismei și rețelei de difracție. Ea este egală cu unitatea numai în cazul în care lumina parcurge simetric elementul dispersiv, adică în cazul deviației minime, pentru prismă, și în cazul în care unghiul de incidență este egal cu cel de difracție, pentru rețea.

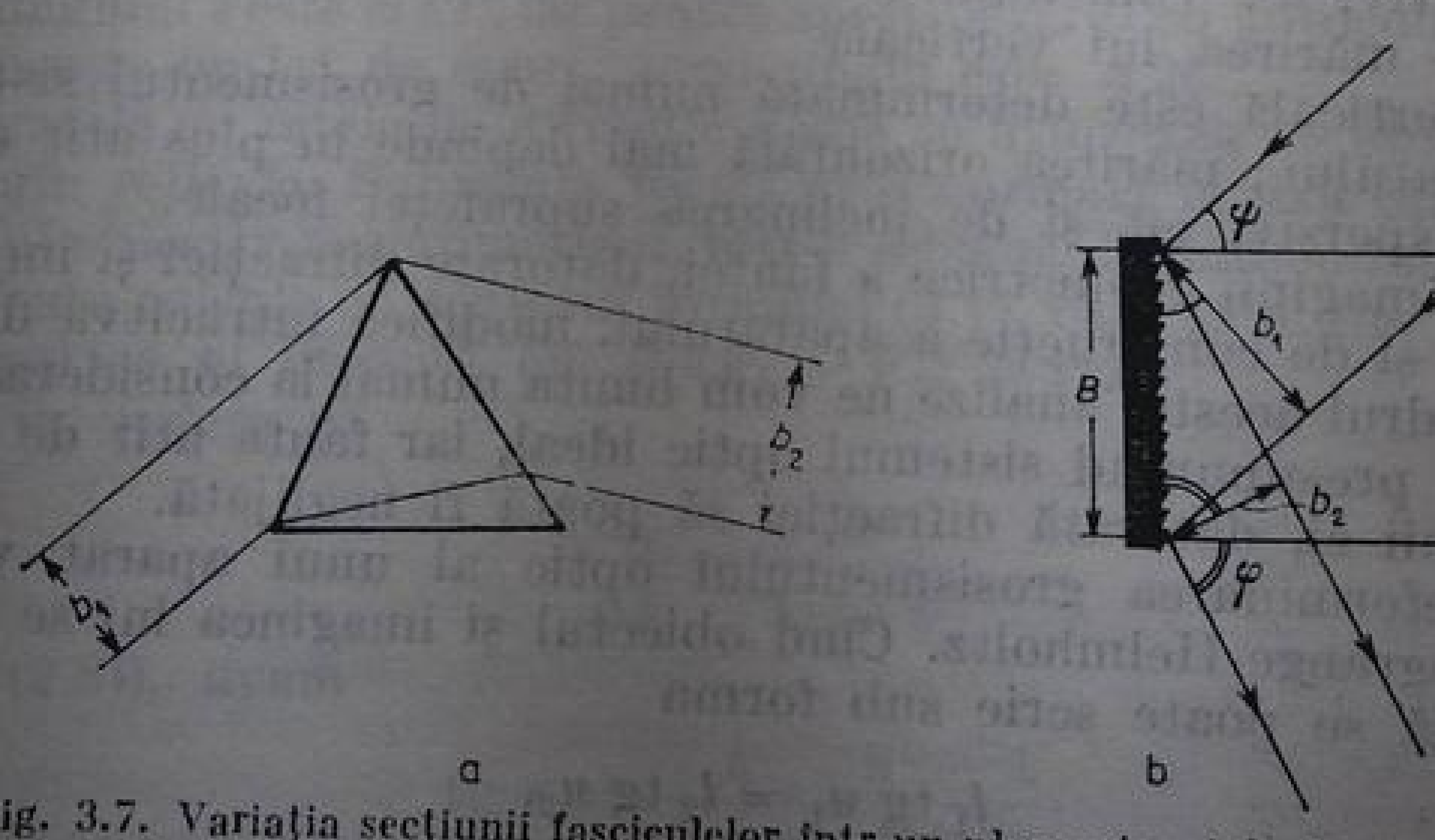


Fig. 3.7. Variația secțiunii fasciculelor într-un plan orizontal după ce ele au traversat elementul dispersiv: a — pentru un aparat cu prismă; b — pentru un aparat cu rețea de difracție.

Prin urmare, pentru mărirea orizontală și pentru mărirea verticală se poate scrie

$$x' = F_2/F_1w, \qquad (3.11)$$

$$y = F_2/F_1. \qquad (3.12)$$

Cînd sistemul optic nu este acromatizat, raportul F_1/F_2 depinde, de asemenea, de lungimea de undă. Aceasta implică variaţia de-a lungul spectrului nu numai a măririi orizontale a sistemului optic, ci şi a celei verticale.

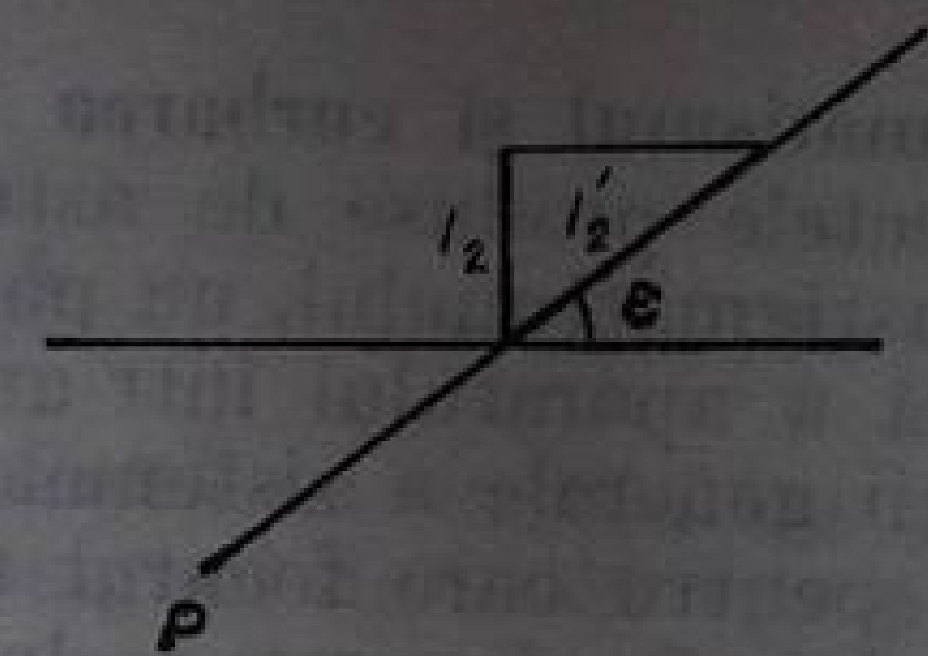


Fig. 3.8. Mărirea imaginii din cauza înclinării suprafeţei focale : P — suprafaţa focală ; l_2 — dimensiunea imaginii într-un plan normal la axă ; l_2' — dimensiunea imaginii pe suprafaţa focală.

Înclinaţia suprafeţei focale modifică numai dimensiunile orizontale ale fantei. Mărirea corespunzătoare a lărgimii imaginii fantei (fig. 3.8) va fi

$$x'' = l_2'/l_2 = 1/\sin \varepsilon. \tag{3.13}$$

Mărirea orizontală totală, x, va fi dată de produsul dintre cele două măriri determinate de cauzele analizate mai sus

$$x = x' \cdot x'' = \frac{F_2}{F_1} \frac{w}{\sin \varepsilon}. \tag{3.14}$$

Folosind formula grosismentului unghiular al prismei, dedusă mai înainte, (1.9), pentru un aparat cu prismă se obţine

$$x = \frac{F_2}{F_1} \frac{\cos \alpha_1 \cos \beta_2}{\cos \alpha_2 \cos \beta_1} \frac{1}{\sin \varepsilon}. \tag{3.15}$$

Pentru un aparat cu reţea de difracţie plană (v. fig. 3.7 b),

$$b_1 = B \cos \psi \;\; \text{şi} \;\; b_2 = B \cos \varphi$$

unde B este lungimea părţii trasate a reţelei, iar ψ şi φ sînt unghiul de incidenţă, respectiv, unghiul de difracţie. Aşadar,

$$w = \cos \psi / \cos \varphi.$$

Substituind această expresie în (3.14), pentru un aparat cu reţea plană se obţine

$$x = \frac{F_2}{F_1} \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} \frac{1}{\sin \varepsilon}. \tag{3.16}$$

Pentru un spectrograf cu reţea de difracţie concavă, dacă fanta, imaginea ei şi reţeaua sînt aşezate pe cercul Rowland, atunci unghiurile u_1 şi u_2 sînt

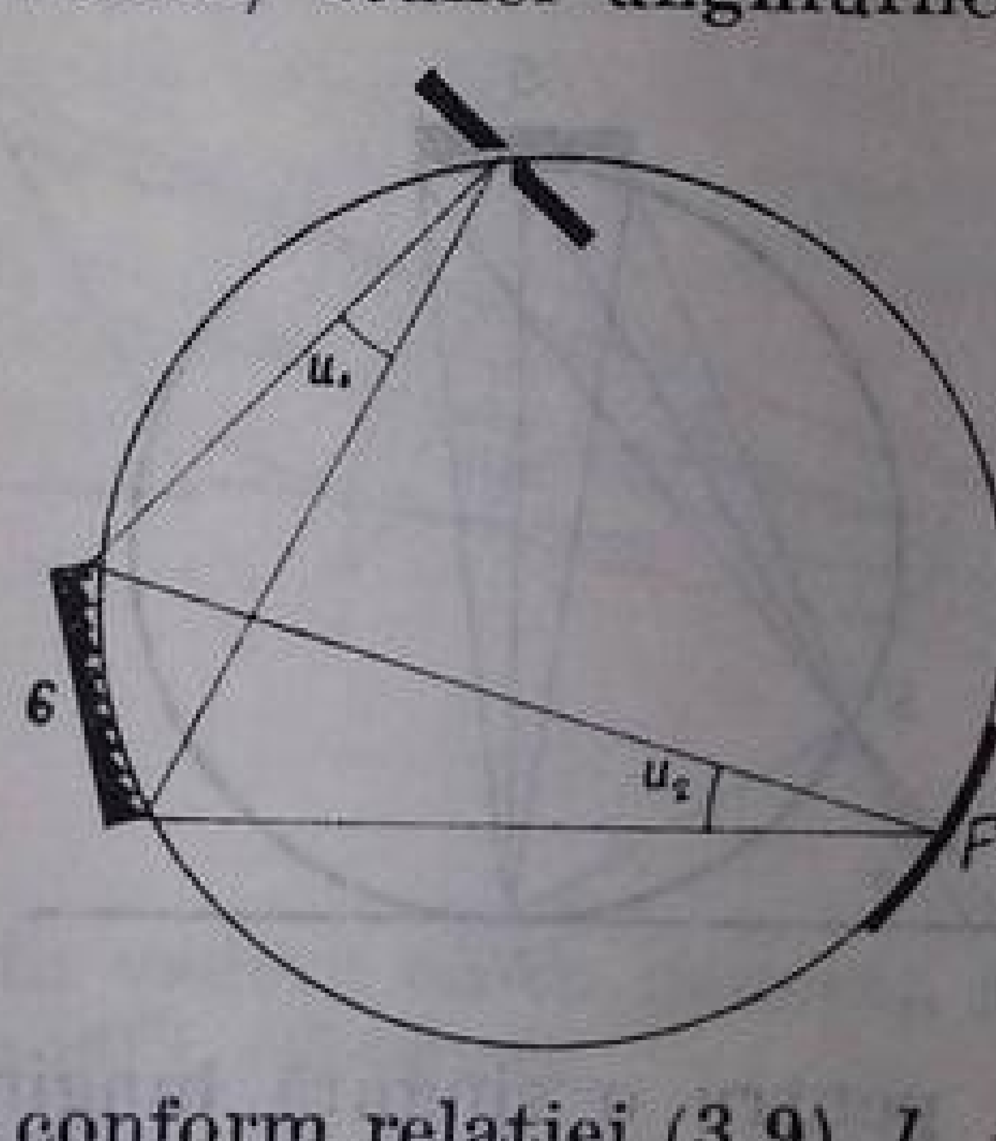


Fig. 3.9. Explicarea egalităţii dintre unghiurile u_1 şi u_2, pentru aparatele cu reţea de difracţie concavă.

totdeauna egale (fig. 3.9). În consecinţă, conform relaţiei (3.9), $l_1 = l_2$. În acest caz grosismentul este determinat numai de înclinaţia casetei.

$$x = 1/\sin \varepsilon = 1/\cos \varphi. \tag{3.17}$$

Mărirea datorată înclinației suprafeței focale trebuie avută în vedere numai pentru spectrografe. În monocromatoare fanta de ieșire este totdeauna astfel încît planul cuțitelor este perpendicular pe axa fasciculului de raze care trece prin ea.

Astigmatismul și curbarea liniilor spectrale. Mai înainte am analizat amănunțit efectele produse de astigmatismul introdus de prismă sau de rețea. Datorită astigmatismului, un punct al fantei de intrare se transformă pe suprafața focală a aparatului într-un segment de linie spectrală. Totuși, conform proprietății generale a sistemelor astigmatice, în spațiul obiect poate fi găsit un punct pentru care focarul razelor meridionale se va afla în planul focal al aparatului. Dacă sursa de lumină este plasată chiar în acest punct, atunci se poate obține distribuția strălucirii în secțiunea sursei, ceea ce în mod obișnuit este imposibil de obținut în cazul aparatelor astigmatice. În același punct trebuie așezată și o diafragmă Hartmann.

Pentru o rețea de difracție concavă, cînd spectrul se formează în apropierea normalei, acest punct conjugat se află cu ajutorul construcției lui Sirks (fig. 3.10). O fantă așezată după dreapta AB, perpendiculară pe fanta de intrare, va da o imagine perfect clară în suprafața focală.

Pentru alte aranjamente ale rețelei și pentru spectrografele cu prismă, care au un astigmatism pronunțat, este mai comod ca acest punct să fie determinat empiric. În acest scop, se deplasează o fantă de-a lungul axei optice, perpendiculară pe fanta aparatului, pînă cînd în domeniul spectral necesar imaginea acestei fante suplimentare devine cît mai clară, adică pînă cînd liniile spectrale vor apărea sub forma unor puncte.

Problema curbării liniilor spectrale, atît la aparatele cu prismă, cît și la cele cu rețea de difracție, a fost deja expusă în capitolele precedente. Aici mai amintim doar că în aparatele cu rețea de difracție curbarea este mai mică, iar semnul ei este invers semnului curbării produse de prismă. Deseori curbarea considerabilă a liniilor, ce se observă la unele aparate cu rețea plană, își au originea în acțiunea oglinzilor care nu sînt coaxiale.

Curbarea liniilor spectrale duce la pierderi substanțiale de lumină în monocromatoare, dacă fantele lor de ieșire nu sînt curbate într-un mod corespunzător. În aparatele care au un astigmatism pronunțat curbarea liniilor spectrale provoacă și o scădere a puterii de separare. Din această cauză, în construcția aparatelor spectrale se caută compensarea curbării liniilor spectrale prin curbarea corespunzătoare a fantei. De obicei, o asemenea compensare se poate face

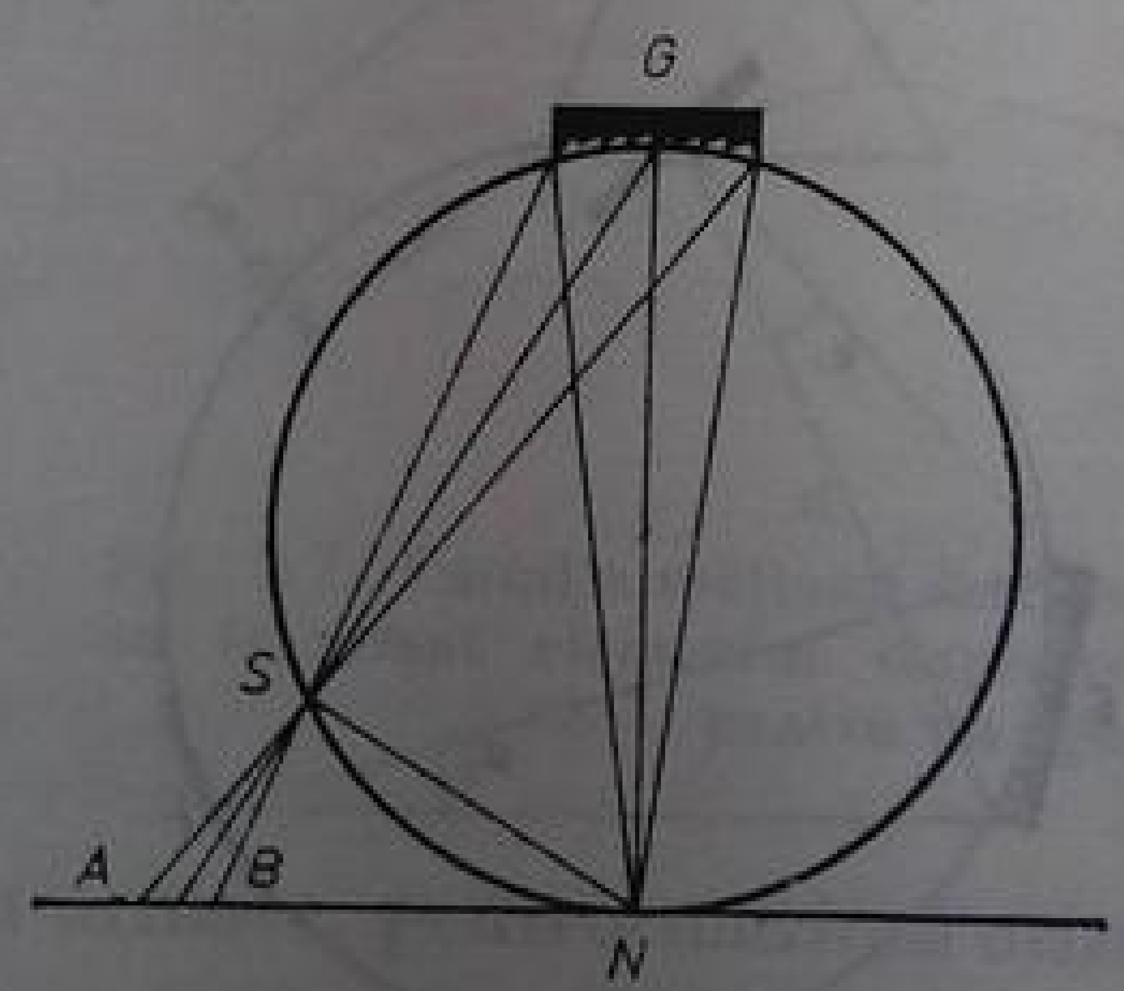


Fig. 3.10. Construcția lui Sirks: G — rețeaua; S — fanta; GN — normala de rețea; AB — poziția fantei orizontale.

exact numai pentru o singură lungime de undă. Însă există scheme pentru care este posibilă o compensare exactă a curbării pentru întregul spectru. Într-una dintre schemele de acest gen [3.1] fanta de intrare și fanta de ieșire sînt arce ale unui cerc al cărui centru se află pe axa oglinzii focalizatoare.

După cum am văzut (capitolele 1 şi 2), raza de curbură a arcului de parabolă după care se curbează linia spectrală este proporţională cu distanţa focală a obiectivului aparatului fotografic; deci compensarea curburii este mai lesnicioasă în aparatele cu distanţă focală mare.

§ 3. DISPERSIA

Dispersia unghiulară, $D_{\varphi} = d\varphi/d\lambda$, este definită ca unghiul cu care sistemul dispersiv separă fasciculele de lumină de lungimi de undă apropiate. Distanţa liniară, Δl, dintre centrele a două imagini monocromatice ale fantei, care cuprind între ele intervalul $\Delta\lambda$, este dată de dispersia liniară, $D_l = dl/d\lambda$.

Dispersia liniară şi dispersia unghiulară sînt legate între ele. Într-adevăr, aşa cum rezultă din figura 3.11,

$$\Delta l = \frac{F}{\sin \varepsilon} \Delta\varphi, \tag{3.18}$$

F fiind distanţa focală a obiectivului aparatului fotografic, iar ε — unghiul de înclinaţie a suprafeţei focale.

În consecinţă,

$$D_l = \frac{F}{\sin \varepsilon} D_{\varphi}. \tag{3.19}$$

Pornind de la această relaţie, cu ajutorul expresiilor pentru dispersia unghiulară a prismei, (1.16) şi (1.17), obţinute mai înainte, se poate calcula dispersia liniară a unui aparat spectral cu prismă. În cazul deviaţiei minime,

$$D_l = \frac{2 \sin \frac{A}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{A}{2}}} \cdot \frac{F}{\sin \varepsilon} \frac{dn}{d\lambda}. \tag{3.20}$$

În cazul aparatelor cu reţea de difracţie, ţinînd cont de relaţia (2.3), se poate obţine, pentru un unghi de incidenţă dat,

$$D_l = \frac{k}{t \cos \varphi} \frac{F}{\sin \varepsilon}. \tag{3.21}$$

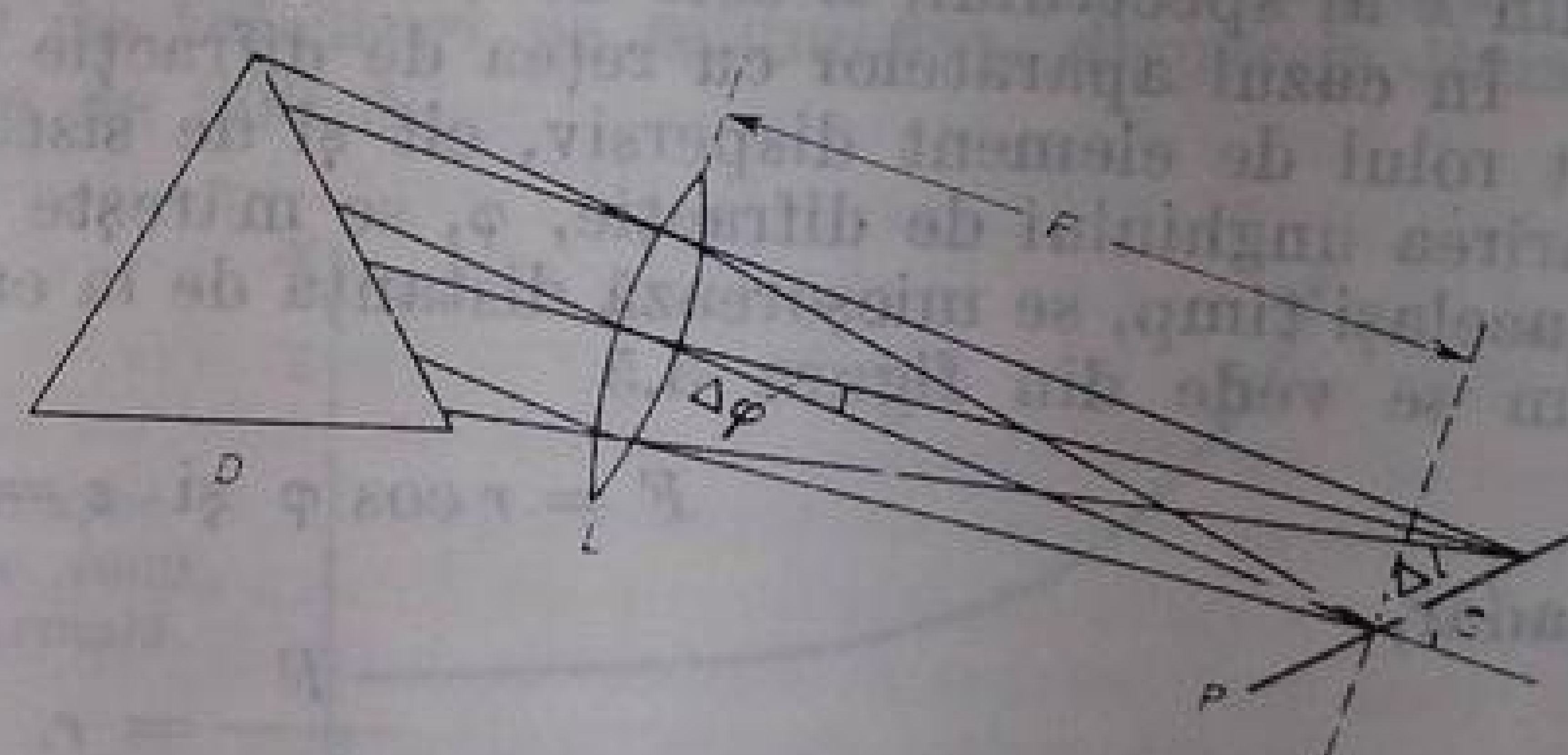


Fig. 3.11. Deducerea formulei dispersiei liniare.

Pentru un aparat cu reţea plană, avînd în vedere că în general, în acest caz, nu mai apare înclinaţia spectrului ($\varepsilon = 90°$), obţinem

$$D_l = \frac{kF}{t \cos \varphi}. \tag{3.22}$$

În apropierea normalei la rețea cosinusul unghiului de difracție este apropiat de unitate și se modifică odată cu variația lui φ foarte puțin. În această regiune se poate considera că

$$D_{l\,\mathrm{norm}} = \frac{kF}{t}. \tag{3.23}$$

Din (3.23) rezultă că în aceste condiții dispersia nu depinde de unghiul de difracție și, în consecință, nici de lungimea de undă. Mărimea $D_{l\mathrm{norm}}$ poartă numele de *dispersie normală*.

Adesea se folosește și noțiunea de dispersie inversă

$$L = \mathrm{d}\lambda/\mathrm{d}l = 1/D_l, \tag{3.24}$$

exprimată, de obicei, în Å/mm. În tabelul 3.1 sînt date valorile dispersiei liniare inverse ale unui spectrograf cu rețea cu distanța focală de 1 m, în primul ordin al unor rețele cu diverse numere de trăsături pe milimetru. Pentru un aparat

Tabelul 3.1

Dispersia liniară inversă a unui aparat cu distanța focală de 1 m, în primul ordin al spectrului, Å/mm

Unghiul de difracție, grade	100 trăs./mm	200 trăs./mm	300 trăs./mm	600 trăs./mm	1200 trăs./mm	2400 trăs./mm
0	100,00	50,00	33,33	16,67	8,33	4,17
10	98,43	49,24	32,83	16,41	8,21	4,10
20	93,97	46,99	31,32	15,66	7,83	3,91
30	86,60	43,30	28,87	14,43	7,22	3,61
40	76,60	38,30	25,53	12,76	6,38	3,19
50	64,28	32,14	21,42	10,71	5,36	2,68
60	50,00	25,00	12,66	8,33	4,17	2,08
70	34,20	17,10	11,40	5,70	2,85	1,42
80	17,36	8,68	5,79	2,89	1,45	0,72
85	8,72	4,36	2,905	1,452	0,726	0,363
87	5,23	2,617	1,744	0,872	0,436	0,218
88	3,49	1,745	1,163	0,582	0,291	0,145
89	1,75	0,873	0,582	0,291	0,145	0,073

cu distanța focală F, dispersia inversă, L, este de F ori mai mică. Pentru un ordin k al spectrului, L este de k ori mai mic.

În cazul aparatelor cu rețea de difracție concavă, de obicei rețeaua joacă atît rolul de element dispersiv, cît și de sistem optic de focalizare. Odată cu mărirea unghiului de difracție, φ, se mărește înclinarea suprafeței focale, însă, în același timp, se micșorează distanța de la ea pînă la rețea. Într-adevăr, după cum se vede din figura 3.5

$$F = r\cos\varphi \text{ și } \varepsilon = \cos\varphi,$$

așadar,

$$\frac{F}{\sin\varepsilon} = r.$$

Prin urmare, din relația (3.21), pentru dispersia liniară a unei rețele concave obținem

$$D_l = \frac{kr}{t\cos\varphi}. \tag{3.25}$$

Această formulă se deosebește de (3.22), pentru aparatele cu rețea plană, numai prin faptul că rolul de distanță focală este jucat aici de diametrul cercului lui Rowland, egal cu raza de curbură a rețelei.

Relațiile (3.22) și (3.25) se pot transforma astfel încît dispersia liniară să se exprime în funcție de lungimea de undă.

Ne vom limita la cazul așa-numitului sistem cu autocolimație, pentru care se realizează condiția de egalitate dintre unghiul de incidență și unghiul de difracție. Aceeași condiție este adevărată și pentru schema Eagle. În acest caz formula de bază a rețelei, (2.19), are forma

$$2\,t \sin \varphi = k\lambda, \tag{3.26}$$

de unde se poate obține

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - k^2\lambda^2/4\,t^2}.$$

Înlocuind această valoare în (3.22), avem

$$D_l = \frac{kF}{t}\frac{1}{\sqrt{1 - k^2\lambda^2/4\,t^2}} = \frac{kF}{t}\alpha. \tag{3.27}$$

Factorul

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{1 - k^2\lambda^2/4\,t^2}}$$

caracterizează abaterea dispesiei unui spectrograf cu autocolimație de la dispersia normală. Graficul dependenței lui α de lungimea de undă, pentru o rețea cu 600 trăsături pe milimetru, este dat în figura 3.12. El permite să se stabilească de la care lungime de undă trebuie luată în considerație variația dispersiei unui spectrograf dat, atunci cînd se cere o anumită precizie a măsurătorilor.

Interes practic prezintă lărgimea intervalului $\Delta\lambda$, în care dispersia aparatului se poate considera constantă. Ea depinde atît de lungime de undă, cît și de variație admisibilă a dispersiei instrumentului, în condițiile date. Se poate arăta că

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta D_l}{D_l}\frac{4\,t^2}{k^2\lambda}\left(1 - \frac{k^2\lambda^2}{4\,t^2}\right). \tag{3.28}$$

De exemplu, în vecinătatea lungimii de undă de 5000 Å, în spectrul de ordinul întîi al unei rețele cu 600 de trăsături pe milimetru, dispersia liniară variază cam cu 1 % pe o întindere de 200 Å.

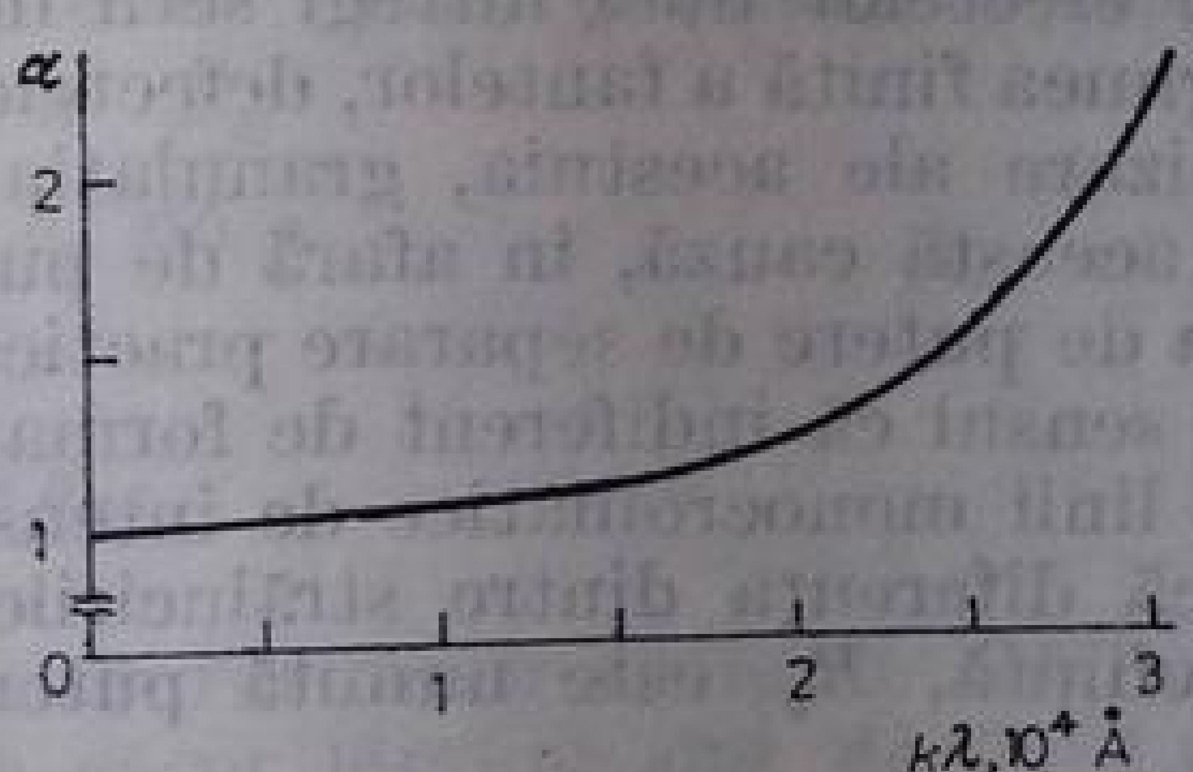


Fig. 3.12. Abaterea dispersiei unui spectrograf cu rețea, cu autocolimație (600 trăsături pe milimetru) de la cea normală.

Pentru aparatele cu prismă variația dispersiei liniare de-a lungul spectrului este determinată atît de proprietățile materialului din care este confecționată prisma, cît și din cauza variației cu lungimea de undă a distanței focale. Cei

doi factori acționează în sensuri contrare, însă efectul primului este incomparabil mai mare. În figura 3.13 sînt date curbele de dispersie pentru unele dintre spectrografele mai răspîndite la noi. Scăderea puternică a dispersiei aparatelor cu prismă odată cu deplasarea către domeniul lungimilor de undă mari face

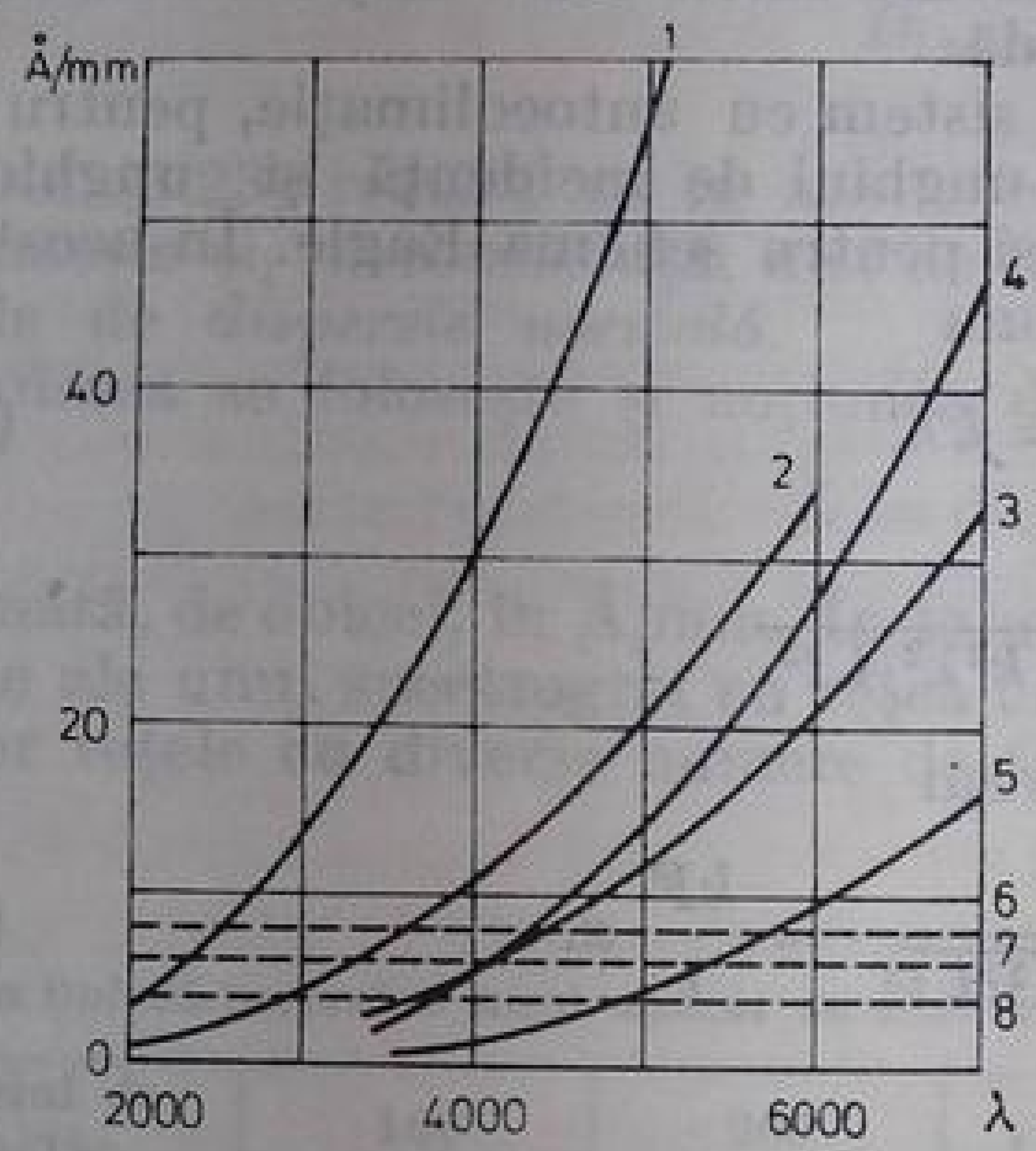


Fig. 3.13. Dispersia liniară inversă a diverselor aparate: 1—ИСП—28 și Q—24; 2, 3—KCA—1 cu optică de cuarț și, respectiv, cu optică de sticlă; 4,5—ИСП—51, cu distanță focală a obiectivului camerei $F = 800$ și, respectiv, $F = 1300$ mm; 6, 7, 8—ДФС—9, ДФС—8 și ДСФ—13, cu o rețea de 600 trăsături pe milimetru.

ca aceste aparate să fie de obicei incomode pentru domeniile roșu și infraroșu apropiat ale spectrului. Pentru aceste domenii se utilizează mai mult aparatele cu rețea. Dimpotrivă, în jurul a 2000—2500 Å, domeniu în care dispersia aparatelor cu optică de cuarț este foarte mare, acestea pot concura aparatele cu rețea.

§ 4. PUTEREA DE SEPARARE

Puterea de separare practică. În capitolele precedente au fost tratate amănunțit problemele legate de puterea de separare a prismei și a rețelei de difracție și s-au dedus formulele corespunzătoare, (1.28) și (2.17). S-a presupus totodată că conturul instrumental este determinat numai de fenomenul de difracție. În acest caz, două linii de aceeași strălucire, între care există o diferență de lungime de undă egală cu $\delta\lambda$, care satisface criteriul de rezoluție Rayleigh, dau naștere unui contur instrumental rezultant, în care ordonata în minim este 80% din cea a maximului.

În realitate, lărgirea conturului instrumental al unui aparat este rezultatul global al efectelor unei întregi serii de factori. Dintre ele fac parte în primul rînd lărgimea finită a fantelor, defectele pieselor optice ale aparatului și defectele de focalizare ale acestuia, granulația emulsiei fotografice, difuzia luminii în ea. Din această cauză, în afară de puterea de separare teoretică, se introduce noțiunea de putere de separare practică, iar criteriul Rayleigh va trebui generalizat, în sensul că indiferent de forma conturului instrumental, să se considere că două linii monocromatice de intensitate egală se află la limita de separare, $\delta\lambda_p$, dacă diferența dintre strălucirile lor este de 20%. Puterea de rezoluție astfel definită, R_p, este numită putere de separare practică,

$$R_p = \lambda/\delta\lambda_p. \tag{3.29}$$

În continuare, cînd ne vom referi la puterea de separare a aparatelor spectrale, vom avea în vedere totdeauna mărimea R_p.

Puterea de separare practică este totdeauna mai mică decît puterea limită, teoretică. Pentru unele aparate spectrale puterea de separare teoretică întrece de o sută de ori, şi chiar mai mult, puterea de separare practică. Uneori însă ele sînt aproape egale.

Puterea de separare şi lărgimea fantei. Să analizăm mai în detaliu influenţa lărgimii fantei asupra puterii de separare a unui aparat.

Pînă în momentul de faţă, cînd am calculat puterea de separare a prismei sau a reţelei, am considerat că fanta este infinit îngustă. Dacă se ţine însă cont şi de lărgimea fantei, conturul instrumental trebuie considerat ca produsul de convoluţie al celor două funcţii, dat de una dintre relaţiile (18) şi (19), în funcţie de modul de iluminare a fantei (v. „Introducerea").

Rezultatul calculelor făcute conform relaţiilor (18) şi (19) este determinat de raportul dintre lărgimea geometrică a imaginii fantei, a', şi mărimea δl, corespunzătoare distanţei dintre cele două linii vecine care mai sînt separate conform criteriului Rayleigh.

Cînd $a' \ll \delta l$, variaţia lărgimii fantei nu are nici un efect asupra lărgimii conturului instrumental, care va fi determinată în fond de difracţia pe apertura diafragmei, fiind egală cu 0,86 δl.

Cînd $a' \gg \delta l$, lărgimea imaginii fantei va fi practic egală cu lărgimea imaginii geometrice, a', creşterea neînsemnată a lărgimii datorîndu-se difracţiei, care estompează marginile imaginii.

Fanta se numeşte normală, dacă lărgimea imaginii sale geometrice este egală cu distanţa dintre cele două linii, care mai pot fi separate conform criteriului Rayleigh.

Pentru calcularea lărgimii fantei normale, vom exprima lărgimea geometrică a imaginii fantei, a', în funcţie de lărgimea fantei de intrare. Folosind formula pentru mărirea orizontală a unui aparat spectral, (3.14), obţinem

$$a' = \frac{F_2}{F_1} \frac{w}{\sin \varepsilon} a, \tag{3.30}$$

în care a este lărgimea fantei, w — mărirea unghiulară a elementului dispersiv, ε — unghiul de înclinare a suprafeţei focale, iar F_1 şi F_2 sînt distanţele focale ale colimatorului şi aparatului fotografic.

Ţinînd cont de înclinarea casetei, cantitatea δl este egală cu

$$\delta l = \frac{\lambda F_2}{b_2 \sin \varepsilon}, \tag{3.31}$$

în care b_2 este dimensiunea diafragmei de apertură, care delimitează secţiunea fasciculului care iese din elementul dispersiv.

În cazul fantei normale, egalînd expresiile (3.30) şi (3.31), avem

$$\frac{F_2}{F_1} \frac{w}{\sin \varepsilon} a_n = \frac{\lambda}{b_2} \frac{F_2}{\sin \varepsilon}, \tag{3.32}$$

de unde, ţinînd seama că $b_1/b_2 = w$,

$$a_n = \frac{\lambda}{b_1} F_1 . \tag{3.33}$$

În figura 3.14a sînt date o serie de contururi instrumentale obţinute prin integrarea relaţiei (18) pentru fantele ale căror lărgimi sînt de 0; 1,0; 2,0; 3,0 şi 4,0 ori lărgimea unei fante normale.

Pe axa absciselor s-a luat distanţa de la centrul liniei, exprimată în unităţi δl. Graficele sînt construite după datele din lucrarea [3.2], în care calculele lui van Cittert [3.3] sînt făcute mai exact.

În figura 3.15a este dată dependența semilărgimii conturului instrumental și a raportului $R_{pr}/_{teor}$ de lărgimea fantei aparatului spectral respectiv. Conform raționamentelor calitative expuse mai sus, lărgimea conturului instrumental crește la început foarte încet, pînă la fanta de lărgime normală. Corespunzător

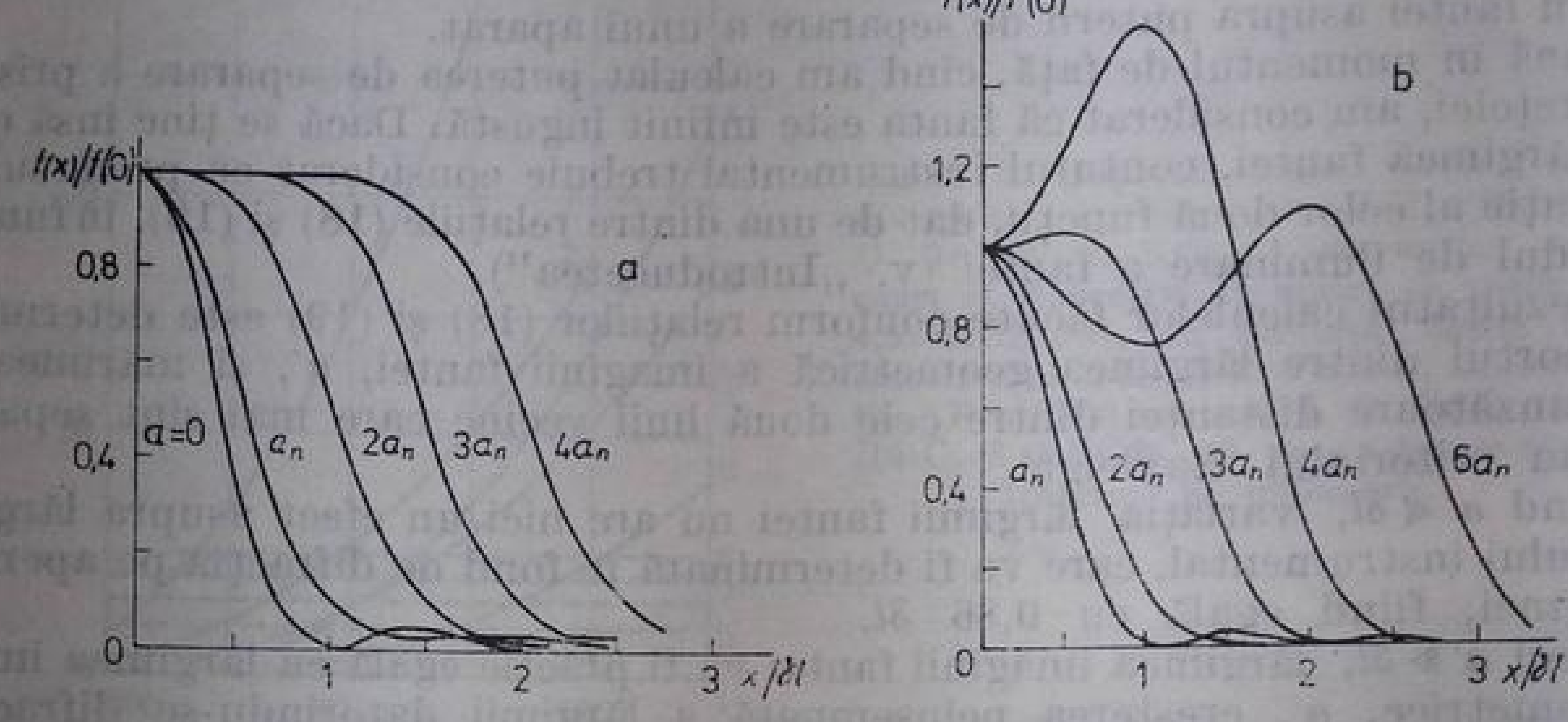


Fig. 3.14. Contururile instrumentale pentru diferite lărgimi ale fantei de intrare a unui spectrograf, la iluminare necoerentă (a) și coerentă (b) a fantei.

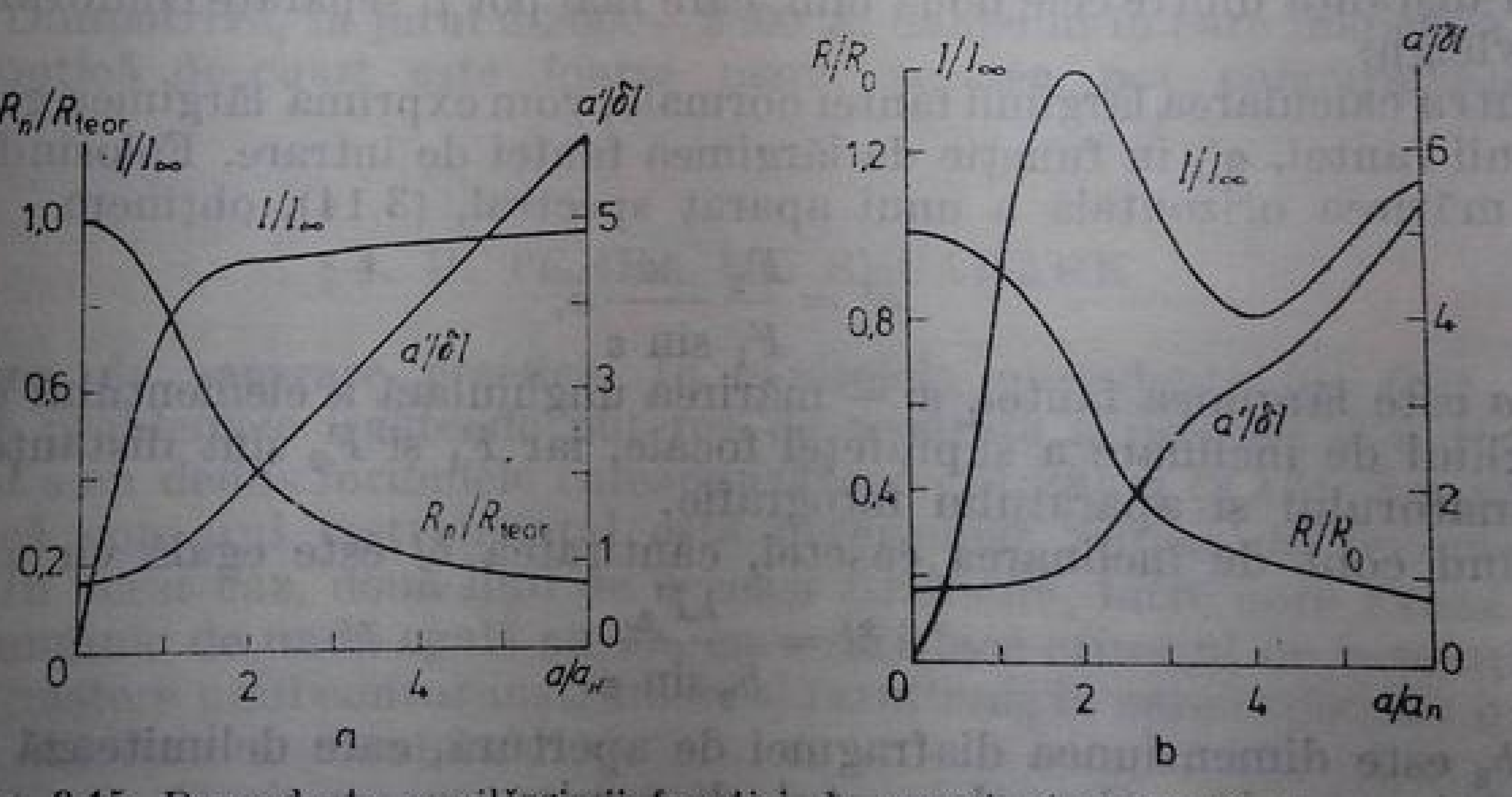


Fig. 3.15. Dependența semilărgimii funcției de aparat, a', a puterii de separare, R_p și a iluminării în centrul imaginii liniei, I, de lărgimea fantei de intrare, în cazul unei iluminări necoerente (a) și coerente (b).

cu aceasta, scade încet puterea de separare. Pentru fantele ale căror lărgimi sînt mai mari decît de două ori lărgimea normală, conturul se lărgește proporțional cu lărgimea fantei, iar semilărgimea liniei devine aproximativ egală cu lărgimea imaginii geometrice a imaginii fantei.

Pe același grafic este reprezentată dependența iluminării în centrul imaginii liniei spectrale monocromatice (I), de lărgimea fantei. În cazul unei fante înguste iluminarea crește proporțional cu lărgimea ei. Cînd fanta atinge lărgimea normală, creșterea se diminuează brusc. Apoi iluminarea tinde asimptotic la valoarea corespunzătoare unei fante infinit de largi (I_∞). În cazul unor fante largi, fasciculul de lumină care intră în aparat și suprafața imaginii fantei pe care se distribuie el cresc la fel de repede și, din această cauză, iluminarea aproape

că nu se schimbă. Pentru fantele înguste, creşterea fluxului de lumină nu mai este însoţită de lărgirea liniei, astfel încît iluminarea creşte proporţional cu lărgimea fantei. Aceasta tocmai explică frîngerea specifică a graficului iluminării

Lărgimii normale a fantei îi corespunde o pierdere a puterii se separare, în comparaţie cu o fantă infinit îngustă, de aproximativ 23 %. Pentru un mare număr de probleme această lărgime a fantei, sau una apropiată de ea, reprezintă lărgimea optimă.

Figurile 3.14 a şi 3.15 a corespund calculelor efectuate pentru o iluminare necoerentă a fantei, cel mai des întîlnită în practică. Pentru cazul iluminării perfect coerente, rezultatele integrărilor numerice sînt date în figurile 3.14 b şi 3.15 b. Cînd lărgimea fantei $a \approx 3\ a_n$, atunci în centrul liniei apare o şea în graficul iluminării. Dacă lărgimea fantei creşte în continuare, atunci, atît iluminarea în centrul imaginii unei linii, cît şi la margini suferă variaţii periodice.

În cazul unei iluminări coerente, semilărgimea liniilor monocromatice creşte la început cu mărirea lărgimii fantei, dar sensibil mai încet decît în cazul unei iluminări cu lumină necoerentă, rămînînd însă, pentru orice fantă, ceva mai îngustă decît imaginea geometrică a fantei. Drept consecinţă, pentru acelaşi flux luminos dat, iluminarea imaginii unei linii, în cazul iluminării coerente, este ceva mai mare decît în cazul unei radiaţii necoerente.

Puterea de separare şi dispersia. Din punctul de vedere al unui spectroscopist, puterea de separare practică este o caracteristică mai importantă decît dispersia liniară, deoarece tocmai puterea de separare exprimă cantitativ capacitatea unui aparat de a separa două linii apropiate. Dacă contrurul instrumental este mai larg decît distanţa dintre linii, atunci ele vor fi rezolvate prost, chiar şi în cazul în care s-ar afla departe una de alta.

Puterea de separare teoretică este determinată complet de dimensiunile şi de dispersia unghiulară a elementului dispersiv (acest fapt rezultă din relaţiile (1.19), (1.28) şi (2.3), (2.17)). Dispersia liniară este, de asemenea, proporţională cu dispersia unghiulară şi depinde, în afară de aceasta, şi de parametrii opticii de focalizare. De obicei, ea este proporţională cu distanţa focală a obiectivului fotografic.

Prin urmare, cînd se compară aparatele spectrale trebuie avut în vedere că un aparat cu o dispersie liniară mare are şi o putere de separare mare numai în cazul în care mărirea dispersiei liniare este determnată de mărirea dispersiei unghiulare. Dacă însă creşterea dispersiei liniare s-a realizat datorită schimbării opticii de focalizare, parametrii elementului dispersiv rămînînd nemodificaţi, atunci acest fapt nu are nici o influenţă asupra puterii de separare teoretice a aparatului şi poate influenţa numai indirect puterea ei de separare practică.

Într-adevăr, puterea de separare practică este determinată de lărgimea conturului instrumental real, care nu poate fi mai mic decît lărgimea imaginii geometrice a fantei.

Dificultăţile legate de confecţionarea fantelor şi de montarea lor limitează lărgimea imaginii fantei la aproximativ o sutime de milimetru. Puterea de separare a materialelor fotosensibile, utilizate de obicei în spectroscopie, nu depăşeşte 100 de linii pe milimetru. Prin urmare, liniile spectrale care se află la o distanţă $\Delta l < 10^{-3}$ cm nu mai sînt separate de un aparat spectral.

Pentru aparatele care nu au o dispersie liniară prea mare, granulaţia emulsiei fotografice este adesea cauza lărgirii conturului instrumental. Considerînd $\Delta l = 10^{-3}$ cm, pentru δl_p obţinem

$$\delta\lambda_p = \frac{\Delta l}{D_l} = \frac{10^{-3}}{D}. \tag{3.34}$$

În acest caz, puterea de separare practică este egală cu

$$R_p = 10^3 \lambda D_l. \tag{3.35}$$

Altfel spus, puterea de separare practică este direct proporţională cu dispersia liniară a aparatului.

Pentru o clasă largă de aparate tocmai aceste motive limitează puterea de separare care este proporţională cu dispersia liniară. Din această cauză, pentru obţinerea unei înalte rezoluţii, adesea este util să se folosească aparate cu dispersie mare. Acest fapt a dus la folosirea unei termnologii nu tocmai exacte. Adesea se vorbeşte despre aparate cu o dispersie mare ca despre aparate cu o putere de separare mare. În realitate însă, numai într-un anumit domeniu de variaţie a parametrilor aparatului, creşterii dispersiei liniare îi corespunde şi o mărire a puterii de separare*.

Pentru elucidarea condiţiilor în care granulaţia emulsiei fotografice are o influenţă decisivă asupra puterii de separare a unui aparat spectral, să comparăm expresia (3.35) cu formulele puterii de separare teoretică ale aparatelor cu prismă şi a celor cu reţea de difracţie.

Egalînd relaţiile (3.35) şi (1.28) şi exprimînd dispersia liniară prin dispersia unghiulară, (1.17), pentru un spectrograf cu prismă în condiţii de deviaţie minimă, obţinem (factorul 1000 are dimensiunea cm^{-1})

$$F_2 = \frac{T}{1\,000\,\lambda} \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}}{2 \sin(A/2)}. \tag{3.36}$$

Pentru a folosi puterea de separare a unei prisme cu baza de 5 cm şi unghiul de refracţie de 60°, este necesar un aparat fotografic cu distanţa focală $F_2 >$ > 100 cm.

În cazul reţelei de difracţie, egalînd expresiile (3.35) şi (2.17) şi substituindu-l pe D_l din relaţia (3.22), obţinem

$$F_2 = Nt \cos \varphi / 1000\,\lambda. \tag{3.37}$$

Întrucît produsul dintre numărul total de trăsături, N, şi constanta reţelei, t, este egal cu lărgimea reţelei, atunci (3.37) poate fi scris sub forma

$$F_2 = B \cos \varphi / 1000\,\lambda. \tag{3.38}$$

De pildă, în cazul dispersiei normale ($\cos \varphi = 1$), pentru o reţea cu lărgimea de 8 cm, puterea de separare practică în domeniul vizibil al spectrului ($\lambda = 5000$ Å) va fi de acelaşi ordin de mărime ca puterea de separare teoretică, dacă distanţa focală $F_2 \geqslant 160$ cm. Cu cît îndepărtarea de normală devine mai mare, distanţa focală necesară poate fi mai mică.

Este interesant faptul că distanţa focală necesară a obiectivului depinde de lărgimea reţelei, nu de ordinul spectrului şi nici de constanta reţelei. Acest lucru se datoreşte faptului că odată cu creşterea numărului de trăsături pe milimetru sau a ordinului spectrului, şi dispersia şi puterea de separare a reţelei cresc la fel**.

Evaluarea puterii de separare practice. Considerarea riguroasă a tuturor factorilor care influenţează puterea de separare practică fiind în general imposibilă, se recurge la determinarea pe cale experimentală a acesteia.

---

* Este vorba despre variaţia dispersiei liniare numai pe seama parametrilor opticii de focalizare, nu pe seama variaţiei proprietăţilor elementului dispersiv.

** Puterea de separare creşte odată cu mărirea numărului de trăsături pe milimetru (m) datorită faptului că, în cazul în care B este constantă, numărul total de trăsături, N, este proporţional cu m.

Cea mai simplă metodă de evaluare a puterii de separare constă în găsirea unor linii suficient de înguste, cît mai apropiate între ele şi care mai pot fi separate printr-o focalizare exactă a aparatului. În funcţie de puterea de separare a aparatului, drept asemenea linii pot fi luate fie multipleţii din spectre cunoscute, fie linii care prezintă o structură hiperfină.

În acelaşi scop pot fi folosite componentele despicării Zeeman, deoarece distanţele dintre ele pot fi modificate continuu prin creşterea intensităţii cîmpului magnetic. Este indicat să se aleagă componente de aceeaşi intensitate şi cu aceeaşi stare de polarizare; celelalte componente care sînt de prisos sînt eliminate cu ajutorul unui polaroid de orientare corespunzătoare.

Puterea de separare poate fi determinată măsurînd lărgimea conturului instrumental la nivelul la care el scade pînă la 0,4 din maxim. După cum se vede, această lărgime corespunde limitei de separare Rayleigh. Pentru astfel de măsurători sînt necesare surse de lumină care dau linii izolate, extrem de înguste. În acest scop se pot folosi laseri cu gaz sau un catod tubular (v. cap. 10). Măsurarea exactă a lărgimii conturului instrumental este o problemă complicată, care necesită respectarea tuturor precauţiilor fotometriei monocromatice (v. cap. 12).

D. S. Rojdestvenski a propus o metodă cu ajutorul căreia se poate determina puterea de separare, folosind o sursă cu spectru continuu. În acest scop, pe fanta spactrografului se proiectează franjele luminoase de interferenţă, obţinute de la un interferometru cu două braţe (Rojdestvenski a utilizat interferometrul Michelson). Pentru lungimile de undă care satisfac condiţiile $\lambda_k = \Delta/k$ şi $\lambda'_k = 2\Delta/(2k + 1)$, se observă maxime şi, respectiv, minime de iluminare. Spectrele apar brăzdate de benzi întunecate, care se află la distanţa $\Delta\lambda$ una de alta; această distanţă se determină introducînd în interferometru diferenţa de drum Δ

$$\Delta\lambda = \lambda^2/\Delta.$$

Modificînd continuu diferenţa de drum, Δ, se poate face ca adîncimea minimelor dintre benzi să fie egală cu 20% din intensitatea unui maxim, ceea ce corespunde aproximativ criteriului Rayleigh.

§ 5. LUMINOZITATEA APARATELOR SPECTRALE

Cantitatea de energie luminoasă care este detectată de receptorul de radiaţie, la ieşirea din aparatul spectral, este determinată de caracteristicile spectrale şi de strălucire ale sursei de lumină, de transparenţa aparatului şi de geometria şi condiţiile de iluminare ale fantei de intrare. Transmitanţa (τ), determinată de diferitele pierderi ale radiaţiei în aparat, va fi examinată în paragraful următor.

În această secţiune vom analiza numai acele relaţii energetice care sînt determinate de caracteristicile geometrice ale aparatului respectiv. Pentru a elimina influenţa condiţiilor de iluminare şi a proprietăţilor sursei, vom considera că fanta de intrare a aparatului are lumină proprie.

Vom lua o fantă suficient de largă, iar liniile studiate vor fi considerate monocromatice, pentru a putea face analiza în aproximaţia opticii geometrice. Această aproximaţie corespunde suficient de bine condiţiilor experimentale pentru o clasă largă de cercetări.

În spectroscopie, drept receptori de energie se folosesc plăci fotografice şi o gamă variată de dispozitive fotoelectrice.

De regulă, în cazul utilizării plăcilor fotografice, mărimea care se măsoară este variaţia transmitanţei sub acţiunea radiaţiei. Transmitanţa unei plăci

expuse se determină mai ales cu ajutorul expunerii, Et (t este timpul de expunere; pentru amănunte, v. cap.12), iar măsura luminozității unui aparat este dată de iluminarea E a suprafeței focale.

În majoritatea receptorilor fotoelectrici mărimea înregistrată este curentul electric care apare datorită efectului fotoelectric. Mărimea fotocurentului se determină cu ajutorul mărimii fluxului luminos, care trece prin fanta de ieșire a aparatului. Așadar, spre deosebire de aparatele cu înregistrare fotografică, luminozitatea unui aparat cu înregistrare fotoelectrică se determină cu ajutorul mărimii fluxului transmis prin el.

Să examinăm luminozitatea fiecăreia dintre clasele de aparate spectrale enumerate.

Luminozitatea unui monocromator. Să analizăm, la început cazul unui spectru de linii.

Dacă înălțimea fantei este h, lățimea ei fiind a și fanta emite o radiație monocromatică de strălucire B_λ, atunci fluxul Φ, incident pe obiectivul colimatorului, va fi

$$\Phi_{\text{linii}} = ha \frac{S_1}{F_1^2} B_\lambda. \tag{3.39}$$

Aici, S_1 este suprafața secțiunii fasciculului.

Dacă considerăm că fluxul luminos nu este în continuare limitat, atunci fluxul emergent este

$$\Phi'_{\text{linii}} = \tau ha \frac{S_1}{F_1^2} B_\lambda, \tag{3.40}$$

în care τ este transmitanța.

Se presupune că lărgimea și înălțimea fantei de ieșire sînt egale cu lărgimea și înălțimea imaginii fantei de intrare, adică

$$a' = a \frac{F_2}{F_1} w, \tag{3.41}$$

$$h' = h \frac{F_2}{F_1}. \tag{3.42}$$

Aici w este mărirea unghiulară a elementului, iar F_1 și F_2 sînt distanțele focale ale obiectivelor colimatorului și, respectiv, aparatului fotografic. Expresia

$$u = \frac{ha}{F_1^2} S_1 \tag{3.43}$$

se numește, de obicei, *luminozitate geometrică* sau *factor geometric* al aparatului. Mărimea $ha/F_1^2 = \Omega_1$ reprezintă unghiul sub care se vede fanta din centrul obiectivului colimatorului. Prin urmare,

$$u = \Omega_1 S_1. \tag{3.44}$$

Sub această formă, factorul geometric se introduce în calculul luminozității pentru aproape toate aparatele. Este ușor de arătat că

$$\frac{ha}{F_1^2} S_1 = \frac{h'a'}{F_2^2} S_2.$$

Prin urmare, factorul geometric al unui monocromator poate fi scris sub forma

$$u = \Omega_2 S_2 = \frac{h'a'}{F_2^2} S_2, \tag{3.44 a}$$

în care S_2 este suprafaţa secţiunii fasciculului luminos emergent din obiectivul camerei, iar

$$\Omega_2 = \frac{h'a'}{F_2^2}$$

este unghiul solid sub care se vede fanta de ieşire din centrul obiectivului.

Să definim luminozitatea ca fluxul luminos pe unitatea de strălucire a fantei ($B_\lambda = 1$). Atunci, conform relaţiei (3.40)

$$L_{\text{linii}} = \frac{\Phi'_{\text{linie}}}{B_\lambda} = \tau ha \frac{S_1}{F_1^2}. \tag{3.45}$$

Din expresiile (3.43) şi (3.45) rezultă că

$$L_{\text{linie}} = \tau u. \tag{3.46}$$

Cînd se calculează luminozitatea, este important să se ţină cont de gradul în care radiaţia transmisă prin aparat este monocromatică. Din această cauză, vom introduce noţiunea de lărgime spectrală a fantei, prin aceasta înţelegînd intervalul de lungimi de undă, $\Delta\lambda$, care este decupat din spectru de către fanta de ieşire de lărgime a'. Dacă a' satisface relaţia (3.14), atunci mărimea $\Delta\lambda$ va fi totodată şi lărgimea spectrală a fantei de intrare.

Pentru a găsi relaţiile dintre lărgimea spectrală şi lărgimea geometrică a fantei de ieşire, folosim expresia pentru dispersia liniară, (3.19),

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = D_\varphi F_2.$$

Înlocuind diferenţialele cu mărimile finite, $dl = a'$ şi $d\lambda = \Delta\lambda$ şi folosind egalitatea (3.41), obţinem pentru lărgimea spectrală a fantei de intrare

$$\Delta\lambda = \frac{w}{F_1 D_\varphi} a. \tag{3.47}$$

Din (3.45) şi (3.47) avem

$$L_{\text{linii}} = \tau \frac{h}{F_1} \frac{S_1}{w} D_\varphi \Delta\lambda = \tau \frac{h'}{F_2} S_2 D_\varphi \Delta\lambda. \tag{3.48}$$

Mărimea $h/F_1 = h'/F_2 = \beta$ este înălţimea unghiulară a fantei monocromatorului. În cazul în care $w = 1$, atunci $S_1 = S_2 = S$, iar formula (3.48) poate fi scrisă sub forma

$$L_{\text{linii}} = \tau S \beta D_\varphi \Delta\lambda. \tag{3.49}$$

Formula corespunzătoare pentru factorul geometric al unui monocromator este

$$u = S \beta D_\varphi \Delta\lambda. \tag{3.50}$$

Această formulă a fost dedusă în ipoteza că lărgimea spectrală a fantei de intrare este egală cu cea a fantei de ieşire. În acest caz luminozitatea este

proporţională cu lărgimea fantei. Unei lărgimi spectrale a fantei de intrare egale cu cea a fantei de ieşire îi corespunde un fascicul luminos maxim, pentru o putere de separare dată. Din acest punct de vedere, o asemenea relaţie între lărgimile fantelor este optimă. Dacă lărgimile spectrale nu sînt aceleaşi, atunci fluxul care trece prin sistem va corespunde unei fante mai înguste, iar puterea de separare, unei fante mai largi.

Din relaţia (3.49) se vede că luminozitatea este proporţională cu secţiunea reală a fasciculului şi cu dispersia unghiulară a aparatului. Proporţionalitatea cu dispersia unghiulară se poate explica în mod calitativ prin aceea că prin mărirea dispersiei, la o aceeaşi lărgime spectrală a fantei, lărgimea geometrică creşte proporţional cu dispersia.

Luminozitatea unui monocromator este proporţională şi cu înălţimea unghiulară a fantei, β. Creşterii lui β i se opune creşterea aberaţiilor fasciculelor înclinate; în afară de aceasta, apar dificultăţi în iluminarea fantelor înalte. Din această cauză, în majoritatea monocromatoarelor β este limitată la valoarea de 0,1 rad.

Este interesant faptul că pentru o înălţime unghiulară şi o lărgime spectrală a fantei date, luminozitatea nu depinde de deschiderea relativă a obiectivelor. De aceea, nu rezultă că trebuie folosite obiective de mare luminozitate, cu distanţă focală mică. Calculul acestor obiective este foarte complicat, aberaţiile fiind mari, fără a se obţine nici un cîştig în fluxul luminos, pentru o mărime dată a suprafeţei elementului dispersiv şi nici a unghiului de dispersie a acestuia.

Nu este greu de calculat fluxul luminos care trece printr-un monocromator şi în cazul în care fanta de intrare este o sursă cu spectru continuu. Fluxul emis de fanta de intrare este proporţional cu lărgimea sa spectrală, $\Delta\lambda_1$. Fluxul delimitat din spectrul continuu al fantei de ieşire este, de asemenea, proporţional cu lărgimea spectrală, $\Delta\lambda_2$, a acestei fante. Atunci cînd lărgimile spectrale ale ambelor fante sînt egale, $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda$, fluxul spectral care trece prin sistem este egal cu

$$\Phi_{\text{cont}} = \tau\beta S_1 D_\varphi \Delta\lambda^2 b_\lambda / w. \qquad (3.51).$$

El are o distribuţie spectrală triunghiulară, cu lărgimea $2\Delta\lambda$.

Analog cazului spectrului de linii, vom defini luminozitatea unui monocromator pentru un spectru continuu ca fasciculul luminos transmis de monocromator în intervalul spectral $\Delta\lambda$, pentru o strălucire spectrală unitară a fantei. Atunci,

$$L_{\text{cont}} = \frac{\Phi_{\text{cont}}}{b_\lambda} = \tau\beta S_1 D_\varphi \Delta\lambda^2 / w. \qquad (3.52)$$

În cazul unui spectru continuu, luminozitatea este proporţională cu pătratul lărgimii spectrale a fantei.

La deducerea formulei pentru L_{linii} am considerat

$$B_\lambda = \int b_\lambda \, d\lambda = 1,$$

iar pentru obţinerea expresiei pentru L_{cont}, am luat $b_\lambda = 1$. Datorită acestui fapt, dimensiunea lui L_{linii} diferă de dimensiunea lui L_{cont} prin dimensiunea lui $\Delta\lambda$.

Deoarece fluxul unui spectru de linii variază ca $\Delta\lambda$, iar al unui spectru continuu ca $\Delta\lambda^2$, raportul dintre aceste fluxuri este proporţional cu $1/\Delta\lambda$ iar odată cu micşorarea lărgimilor spectrale ale fantelor fondul devine mai slab decît linia. De aceea, pentru observarea liniilor slabe pe fondul unui spectru con-

tinuu strălucitor, este avantajos să se micşoreze lărgimea spectrală a fantei. Această afirmaţie este adevărată nu numai pentru înregistrarea fotoelectrică, ci şi pentru înregistrarea fotografică.

Putem conchide că mărirea luminozităţii monocromatoarelor se poate dobîndi în primul rînd pe seama măririi suprafeţei elementului dispersiv şi a dispersiei lui unghiulare. Din acest punct de vedere, monocromatoarele cu prisme multiple sînt mai avantajoase decît cele cu o singură prismă, dacă nu luăm în considerare creşterea substanţială a pierderilor prin reflexie şi prin absorbţie. Dacă se ţine cont de faptul că creşterea dispersiei unghiulare duce de regulă la mărirea puterii de separare practice, atunci avantajul unor asemenea aparate este şi mai vădit.

Relaţia dintre luminozitate şi puterea de separare a unui monocromator. După cum s-a arătat, luminozitatea unui monocromator este proporţională cu lărgimea fantei lui, în cazul unui spectru de linii, şi cu pătratul lărgimii fantei în cazul unui spectru continuu (v. (3.49) şi (3.52)). Aşadar, lărgind fantele unui monocromator, se poate mări fluxul luminos care-l traversează.

Pentru $a \leqslant a_n$, a_n fiind lărgimea normală a fantei *, puterea de separare nu depinde, practic, de lărgimea fantei. Din această cauză, în cazul măririi fantei pînă la valoarea a_n creşterea luminozităţii nu este însoţită de o micşorare a puterii de separare. Însă dacă lărgimea fantei devine mai mare decît a_n, se micşorează puterea de separare a aparatului, adică se înrăutăţeşte gradul de monocromaticitate a radiaţiei alese. Prin urmare, luminozitatea fantelor care au lărgimea mai mare ca a_n se află într-o corelaţie directă cu puterea de separare a monocromatoarelor.

Deoarece puterea de separare practică a unui monocromator care separă un interval spectral $\Delta\lambda$ este egală cu $R_p = \lambda/\Delta\lambda$, din relaţia (3.50) obţinem

$$u = S\beta \frac{D_\varphi \lambda}{R_p}. \tag{3.53}$$

Pentru un aparat cu autocolimaţie, echipat cu reţea de difracţie, conform relaţiei (2.5) avem

$$D_\varphi = \frac{2\,\mathrm{tg}\,\varphi}{\lambda}.$$

Substituind expresia (2.5) în (3.53)

$$u_{\text{reţea}} = \frac{2S\beta\,\mathrm{tg}\,\varphi}{R_p}, \tag{3.54}$$

de unde

$$\Omega_{\text{reţea}} = \frac{2\beta\,\mathrm{tg}\,\varphi}{R_p}. \tag{3.55}$$

În cazul unei prisme care funcţionează la minimul de deviaţie,

$$D_\varphi = \frac{T}{b}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda},$$

---

* Noţiunea de lărgime normală a unei fante a fost introdusă pentru cazul în care lărgimea conturului de aparat se determină pe baza fenomenelor de difracţie. Însă raţionamentele noastre rămîn adevărate şi dacă nu se ia în consideraţie dependenţa de forma conturului de aparat. În acest caz, prin a_n trebuie să înţelegem acea lărgime a fantei, pentru care imaginea geometrică are aceeaşi lărgime ca şi conturul de aparat care corespunde unei fante infinit înguste.

unde T este dimensiunea bazei prismei, iar b — secţiunea fasciculului într-un plan vertical. Înlocuind valoarea lui D_φ în (3.53), găsim

$$u_{\text{prismă}} = \frac{S\beta}{R_p} \frac{T}{b} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \lambda , \tag{3.56}$$

$$\Omega_{\text{prismă}} = \frac{\beta}{R_p} \frac{T}{b} \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda} \lambda . \tag{3.57}$$

Din (3.53), (3.54) şi (3.56) rezultă că produsul uR_{pr} este constant pentru un anumit aparat. Astfel, mărind pe u pe seama lărgirii fantei, concomitent, tot de atîtea ori îl micşorăm pe R_p, deoarece produsul lor rămîne constant.

Aşa cum se va arăta în continuare (v. capitolele 6 şi 8) constanţa mărimii $Q = uR_{pr}$ este o trăsătură caracteristică nu numai pentru monocromatoarele cu prismă şi cu reţea, ci şi pentru aparatele spectrale de alte tipuri.

Luminozitatea unui spectrograf. Luminozitatea unui spectrograf se caracterizează prin iluminarea produsă pe suprafaţa lui focală*. În cazul unui spectru de linii, fluxul luminos care ajunge la suprafaţa focală se determină cu ajutorul relaţiei (3.40), iar aria pe care este el distribuit este egală cu aria liniei spectrale, $h'a'$. Utilizînd relaţiile (3.12) şi (3.14) pentru mărirea longitudinală şi mărirea transversală, găsim

$$h'a' = ha \left(\frac{F_2}{F_1}\right)^2 \frac{w}{\sin \varepsilon} . \tag{3.58}$$

Iluminarea, E_{linii}, se obţine prin împărţirea expresiei (3.40) la expresia (3.58)

$$E_{\text{linii}} = \frac{\Phi'_{\text{linii}}}{h'a'} = B_\lambda \tau \frac{\sin \varepsilon}{w} \frac{S_1}{F_2^2} . \tag{3.59}$$

Punînd $B_\lambda = 1$, găsim luminozitatea spectrografului,

$$L_{\text{linii}} = \frac{\tau \sin \varepsilon}{w} \frac{S_1}{F_2^2} . \tag{3.60}$$

Avînd în vedere că $S_1/w = S_2$, S_2 fiind suprafaţa secţiunii fasciculului emergent din elementul dispersiv, se poate scrie

$$L_{\text{linii}} = \tau \frac{S_2}{F_2^2} \sin \varepsilon. \tag{3.61}$$

Spre deosebire de cazul monocromatorului, în cazul unui spectru de linii, luminozitatea unui spectrograf nu depinde de lărgimea şi înălţimea fantei. Într-adevăr, de cîte ori creşte suprafaţa fantei şi, prin urmare, fluxul transmis de ea, tot de atîtea ori se măreşte suprafaţa imaginii ei. Din această cauză, iluminarea imaginii unei fante rămîne constantă. După cum se vede din relaţia (3.61), luminozitatea creşte odată cu micşorarea distanţei focale a obiectivului camerei. În acest caz însă, de regulă, puterea de separare practică a aparatului scade, întrucît scade dispersia lui liniară (v. relaţia (3.55)). Acest lucru se poate evita, dacă ne limităm numai la micşorarea dimensiunii verticale, ceea ce este uşor de realizat prin folosirea unei lentile cilindrice, a cărei generatoare este paralelă cu dispersia. Lentila trebuie să fie aşezată între obiectivul colimato-

* Pentru fascicule luminoase mici, aşa cum se va arăta în capitolul 12, luminozitatea unui spectrograf, ca şi a unui monocromator, este determinată de flux.

rului și pelicula fotografică, astfel încît să dea în planul focal o imagine a fantei micșorată de cîteva ori. Din nefericire, în aparatele de mare luminozitate aplicarea acestui procedeu este dificilă din cauza curbării liniilor spectrale și aberațiilor introduse de lentila cilindrică.

Firește, în cazul unui spectru continuu iluminarea este proporțională cu puterea întîi a lărgimii spectrale a fantei,

$$E_{\text{cont}} = \tau \frac{S_2}{F_2^2} \sin \varepsilon \Delta h b_\lambda , \tag{3.62}$$

de unde, pentru un spectru continuu, luminozitatea spectrografului este

$$L_{\text{cont}} = \tau \frac{S_2}{F_2^2} \sin \varepsilon \Delta\lambda . \tag{3.63}$$

Din relațiile (3.59) și (3.62) obținem

$$\frac{E_{\text{linii}}}{E_{\text{cont}}} = \frac{B_\lambda}{b_\lambda \Delta\lambda} \sim \frac{1}{\Delta\lambda} . \tag{3.64}$$

Este esențial faptul că, spre deosebire de monocromator, luminozitatea unui spectrograf nu se determină cu ajutorul suprafeței elementului dispersiv, ci cu o mărime aproximativ egală cu pătratul deschiderii relative* a obiectivului camerei,

$$\frac{S_2}{F_2^2} \approx \left(\frac{D_2}{F_2}\right)^2 .$$

Compararea luminozității aparatelor cu rețea cu luminozitatea aparatelor cu prismă. Mai înainte se consideră că luminozitatea aparatelor cu prismă este mai mare decît a aparatelor cu rețea de difracție, deoarece prisma descompune întreaga lumină incidentă pe ea într-un singur spectru, pe cînd rețeaua dă o mulțime de spectre de diferite ordine și pe fiecare dintre ele se distribuie o mică parte din energie.

Perfecționarea tehnicii de trasare a rețelelor cu trăsături care au profil, care au un randament de pînă la 50 – 70 %, ne obligă să revizuim acest punct de vedere. În plus, o rețea mare (10×10 cm^2 și mai mult) este mai ușor de confecționat decît o prismă de sticlă sau, în special, de cuarț, cu dimensiunile respective.

Să comparăm luminozitatea unui monocromator cu prismă cu luminozitatea unuia cu rețea de difracție, ele avînd aceeași putere de separare. Considerînd înălțimile unghiulare ale fantelor și transmisiile prin cele două aparate egale, din expresiile (3.54) și (3.56) avem

$$\frac{L_{\text{prismă}}}{L_{\text{rețea}}} = \frac{u_{\text{prismă}}}{u_{\text{rețea}}} = \frac{S_{\text{prismă}} \dfrac{T}{b} \dfrac{dn}{d\lambda} \lambda}{2 S_{\text{rețea}} \operatorname{tg} \varphi} . \tag{3.65}$$

Aici T este lungimea bazei prismei, b — lărgimea fasciculului, iar $dn/d\lambda$ dispersia materialului din care este confecționată prisma. Deoarece $S_{\text{prismă}} = bH$ (H fiind înălțimea prismei), atunci mărimea $S^0_{\text{prismă}}$

$$S^0_{\text{prismă}} = S_{\text{prismă}} \frac{T}{b} ,$$

este egală cu acea parte din aria fețelor prismei prin care nu trece lumina.

* Deschiderea relativă este raportul dintre diametrul obiectivului și distanța lui focală.

Pentru o rețea, secțiunea fasciculului este

$$S_{\text{rețea}} = S^0_{\text{rețea}} \cos \varphi,$$

unde $S^0_{\text{rețea}}$ este suprafața rețelei.

În cazul în care dimensiunile rețelei sînt egale cu cele ale prismei ($S^0_{\text{prismă}} = S^0_{\text{rețea}}$), obținem

$$\frac{L_{\text{prismă}}}{L_{\text{rețea}}} = \frac{\lambda\, dn/d\lambda}{2 \sin \varphi}. \tag{3.66}$$

Pentru un aparat cu rețea de difracție, cu autocolimație, conform relației (3.26)

$$\frac{2 \sin \varphi}{\lambda} = \frac{k}{t},$$

iar (3.66) capătă forma

$$\frac{L_{\text{prismă}}}{L_{\text{rețea}}} = \frac{t}{k} \frac{dn}{d\lambda}. \tag{3.67}$$

În figura 3.16 sînt date rapoartele $L_{\text{prismă}}/L_{\text{rețea}}$ pentru monocromatoarele cu rețele de difracție standard, care au 600 și 1200 trăsături pe milimetru și pentru o prismă din cuarț cristalin. După cum se vede din figură, luminozitatea unui aparat cu rețea de difracție, pentru domeniul vizibil al spectrului, este de cîteva ori mai mare decît luminozitatea unui aparat cu prismă. În domeniul 2500—2000 Å luminozitățile aparatelor devin comparabile. Dacă se are în vedere că în acest interval spectral crește absorbția cuarțului, atunci se poate considera că aparatele cu rețea de difracție își păstrează superioritatea și în acest

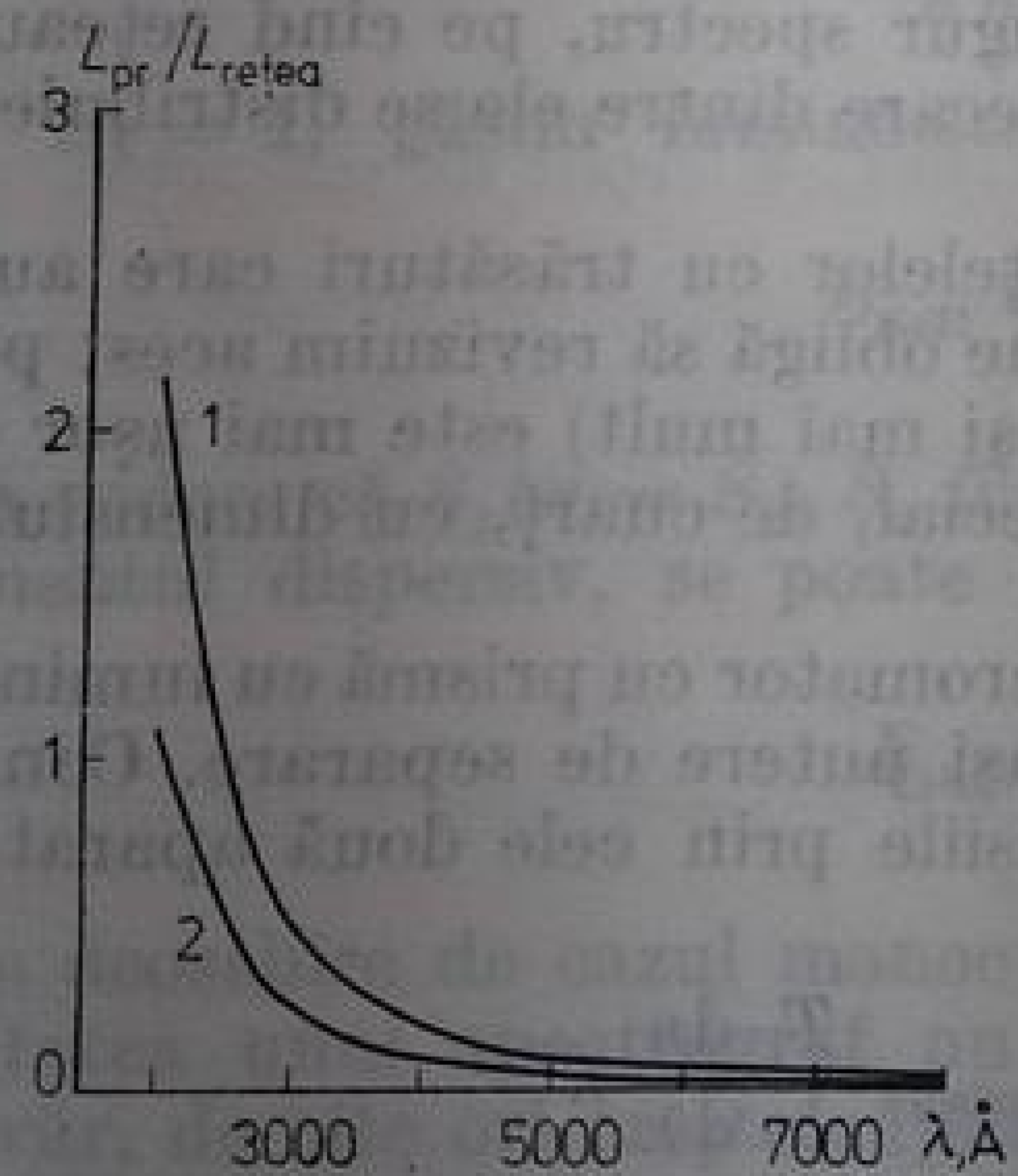


Fig. 3.16. Raportul dintre luminozitatea unui monocromator cu prismă (cuarț cristalin) și luminozitatea unui monocromator cu rețea de difracție în funcție de lungimea de undă: 1 — rețea cu 600 trăsături pe milimetru, în ordinul întîi; 2 — 600 trăsături pe milimetru, în ordinul al doilea sau 1200 trăsături pe milimetru, în ordinul întîi.

domeniu al spectrului. Analog, analizînd luminozitatea spectrografelor, se poate arăta că aparatele cu rețea și cele cu prismă care au deschideri relative egale ale obiectivului camerei au aproximativ aceeași luminozitate (v. relația (3.59)).

§ 6. TRANSMISIA UNUI APARAT SPECTRAL

Am remarcat deja că luminozitatea unui aparat spectral este determinată, în afară de unii factori geometrici, pe care i-am analizat în paragraful precedent, și de transmisia lui.

Raportul τ dintre fluxul luminos monocromatic, care a intrat prin fanta de intrare (cuprins în unghiul solid delimitat de cea mai mică dintre diafragme) şi fluxul corespunzător ajuns pe receptor se numeşte coeficient de transmisie sau transmitanţa aparatului. Pentru diferite aparate, τ variază între limitele 0,8 şi 0,001.

Transmitanţa este determinată de pierderile de energie prin reflexie, absorbţie şi împrăştiere.

Pierderile prin absorbţie. Materialele optice utilizate pentru construcţia aparatelor spectrale în acel domeniu în care sînt ele destinate au, de obicei, un coeficient de absorbţie mai mic decît 0,01 –0,02 cm^{-1}. De aceea, pierderile totale prin absorbţie, chiar şi într-o prismă mare, nu depăşeşsc 30 %, iar în lentile ele nu depăşesc cîteva procente.

În apropierea limitei de transmisie absorbţia creşte şi atinge repede valori însemnate. Utilizarea unor prisme de sticlă pentru domenii ale lungimilor de undă mai mici decît 4000 Å şi a prismelor de cuarţ pentru $\lambda < 2300$ Å duce la pierderi însemnate de lumină, datorită absorbţiei ei. În acest domeniu este dificil de făcut evaluări cantitative, întrucît creşterea absorbţiei totale depinde de variaţia spectrală a coeficientului de absorbţie cît şi de grosimea opticii. În orice caz, apropiindu-ne de domeniul lungimilor de undă scurte, la 200 –300 Å de limita menţionată, creşterea absorbţiei poate face ca aparatul să devină practic netransparent.

Pierderile prin reflexie şi polarizare a luminii. Pierderile datorate reflexiei sînt cercetate suficient de bine. De obicei, suprafeţele oglinzilor care se află într-un aparat spectral reflectă 80 –90 % din energia incidentă. Aşadar, pierderile pe fiecare oglindă sînt de 10 –20 %. În oglinzile vechi ele pot fi mai mari.

Coeficientul de reflexie al dielectricilor transparenţi se calculează după formulele lui Fresnel, (1.35).

În cazul unor unghiuri de incidenţă mici, formulele (1.35) devin

$$r = r_{\parallel} = r_{\perp} = \left(\frac{n' - n}{n' + n}\right)^2. \qquad (3.68)$$

Materialele care se folosesc pentru confecţionarea lentilelor au de obicei indicele de refracţie de la 1,5 la 1,7. Este uşor de calculat că pierderile prin reflexia pe cele două feţe ale unei lentile plasate în aer ($n' = 1$) sînt de la 8 la 14 %. De aceea, de regulă, o lentilă este mai eficace decît o oglindă.

Cînd se calculează transmitanţa aparatelor cu reţele de difracţie este necesar să se ţină cont de randamentul reţelei, a cărui valoare depinde de profilul trăsăturilor, de proprietăţile de reflexie ale suprafeţei reţelei, de unghiul de incidenţă şi de unghiul de difracţie. Cu toate că pentru reţelele bune randamentul absolut ajunge pînă la 70 %, adesea este necesar să se lucreze în condiţiile în care el nu depăşeşte cîteva procente.

La pierderile din aparatul spectral propriu-zis se adaugă pierderile din optica de proiecţie. Numărul total de suprafeţe pe care se produce reflexia (fără a mai socoti suprafeţele elementelor de dispersie) adesea ajunge la 14. Dacă se consideră pierderile pe o singură suprafaţă de 5 %, atunci transmitanţa va fi

$$\tau = (1 - 0{,}05)^{14} \approx 0{,}50.$$

Dacă sînt şapte suprafeţe de oglindă, cu o pierdere pe fiecare dintre ele de 20 %, atunci transmitanţa totală va fi $\tau = 0{,}22$. Prin urmare, odată cu creşterea suprafeţei reflectante, avantajul unei optici cu lentile devine mai mare.

Pierderile datorate reflexiei luminii pe suprafețele prismei au fost examinate mai înainte. Ca urmare a incidenței oblice a razelor, pierderile devin sensibil mai mari decît pe suprafața unei lentile. Pe lîngă aceasta, lumina care trece prin prismă este parțial polarizată, iar dacă sînt cîteva prisme, atunci gradul de pola-

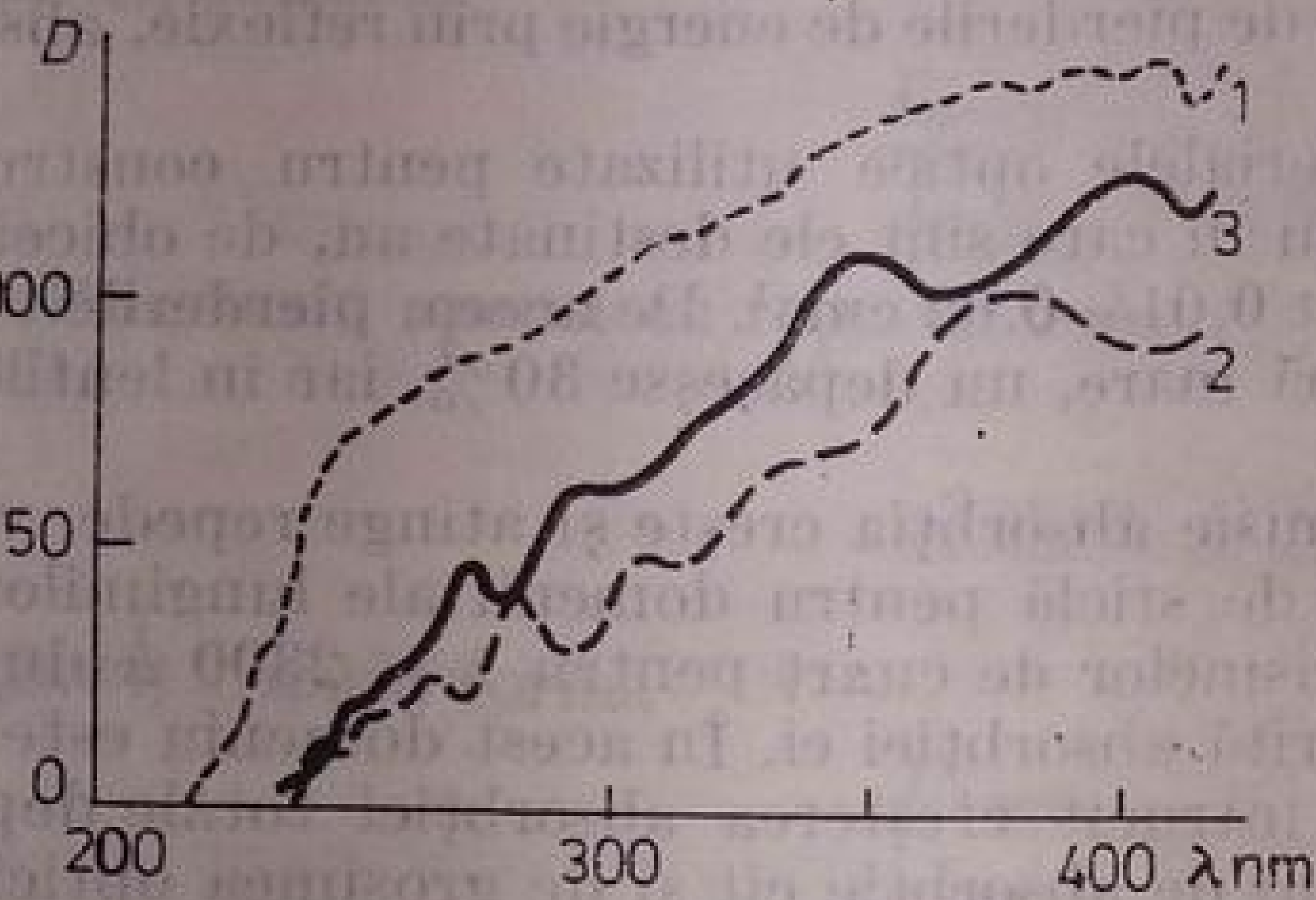


Fig. 3.17. Efectul de polarizare al spectrografului Q—24; înnegrirea plăcii impresionate de: 1 — lumina naturală; 2 — lumina polarizată (E ∥ cu fanta); 3 — lumina polarizată (E ⊥ pe fantă).

rizare poate fi relativ mare. Trecerea luminii prin fantele înguste ale unui aparat spectral produce, de asemenea, o polarizare parțială a ei. Așadar, aparatul produce o modificare intensă a polarizării radiației care-l traversează. Acest fapt este caracteristic nu numai pentu aparatele cu prismă, ci și pentru cele cu rețea de difracție, fiind determinată de diferența dintre coeficienții de reflexie ai suprafeței rețelei și ai oglinzilor metalice pentru radiațiile care au direcțiile de polarizare diferite. Pierderile prin reflexie și prin modificarea polarizării luminii incidente depind de lungimea de undă. Acest lucru trebuie avut în vedere în cercetările spectrale ale stării de polarizare a radiației.

Figura 3.17 ilustrează modul în care se produce transmisia unei radiații cu diferite stări de polarizare într-un spectrograf Q—24 [3, 4].

Pierderile totale prin reflexia luminii pe fețele prismelor nu depășesc de obicei 50%, deoarece coeficientul de reflexie pentru componentele polarizate perpendicular pe planul de incidență este aproape zero, iar pierderile sînt datorate numai atenuării componentei polarizate în planul de incidență. Pierderile însumate, datorate reflexiilor sînt substanțiale.

În figura 3.18 sînt reprezentate, pentru exemplificare, datele referitoare la pierderile totale de lumină în monocromatorul ИСП—17А, care are o prismă

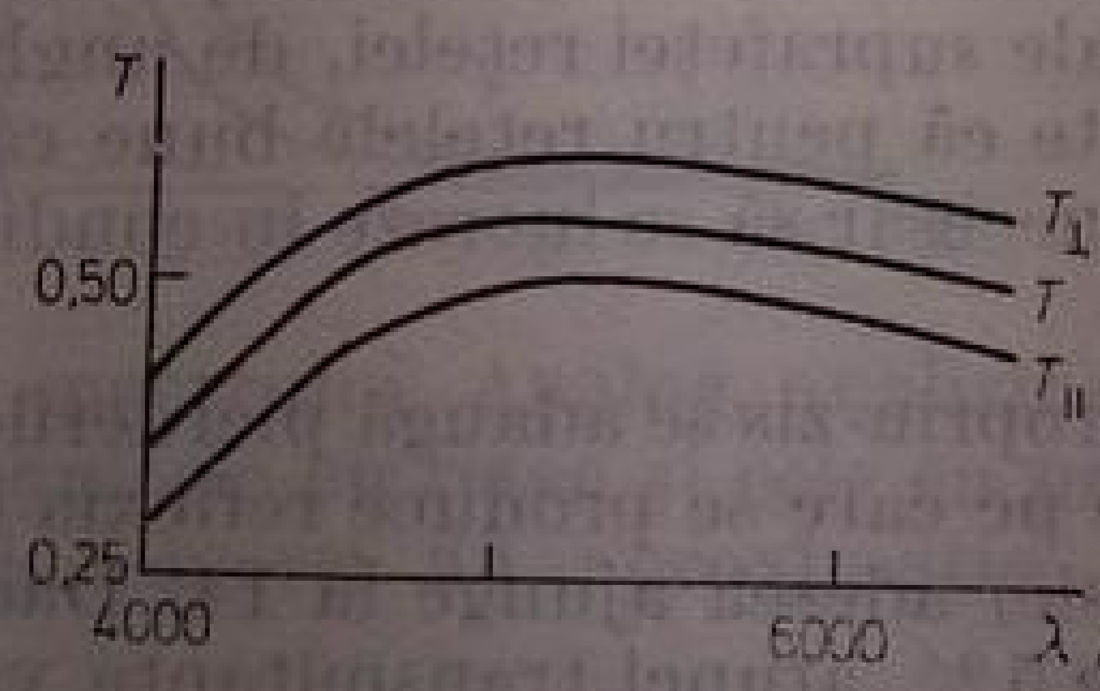


Fig. 3.18. Coeficientul de transmisie al unui monocromator.

și trei suprafețe reflectante (fără pierderile din sistemul de iluminare) [6]. Măsurătorile au fost făcute în domeniul 4000—6000 Å pentru lumină polarizată și pentru lumină naturală. Fiecare gen de pierdere de lumină în monocromatorul ИСП—17А are următoarele valori: reflexiile pe fețele prismei, 10—25%; absorbția în prismă, 1—15%; pierderile prin reflexie pe oglinzi, 25—28%.

Principala cauză a micşorării transmisiei aparatului în domeniul 4000—4500 Å este creşterea absorbţiei de către prismă a radiaţiilor de lungime de undă mică.

În aparatele cu un mare număr de suprafeţe care reflectă şi care refractă lumina, ca, de pildă, monocromatoarele duble, pierderile totale prin reflexie ating 99%.

Pentru micşorarea acestor pierderi uneori se utilizează straturi antireflex pentru mărirea luminozităţii opticii prin transparenţă şi pelicule speciale, care măresc coeficientul de reflexie al oglinzilor.

Să presupunem că suprafaţa reflectantă a unui detaliu optic, care are indicele de refracţie n, este acoperită cu un strat subţire (antireflex) dintr-o altă substanţă al cărei indice de refracţie este egal cu $\sqrt{n}$. Conform relaţiei (3.68), în cazul unor unghiuri de incidenţă mici, coeficienţii de reflexie a luminii pe suprafeţele de separaţie aer-peliculă şi peliculă-detaliu optic sînt egali. Dacă diferenţa de fază dintre razele reflectate pe cele două limite de separaţie este de $\pi/2$, atunci, datorită interferenţei lor, amplitudinea undei reflectate devine zero. În acest caz am neglijat faptul că amplitudinea undei reflectate de cea de a doua suprafaţă este ceva mai mică, datorită atenuării undei incidente pe ea prin reflexie pe prima faţă. Pierderile prin reflexie pot fi astfel anulate numai pentru o anumită lungime de undă, fiind însă diminuate substanţial pentru un larg domeniu al spectrului. Aplicarea a două sau trei straturi de acest fel permite îmbunătăţirea uniformizării coeficientului de reflexie după întreg spectrul. Curbele calculate pentru un strat antireflex simplu şi pentru unul triplu sînt date în figura 3.19.

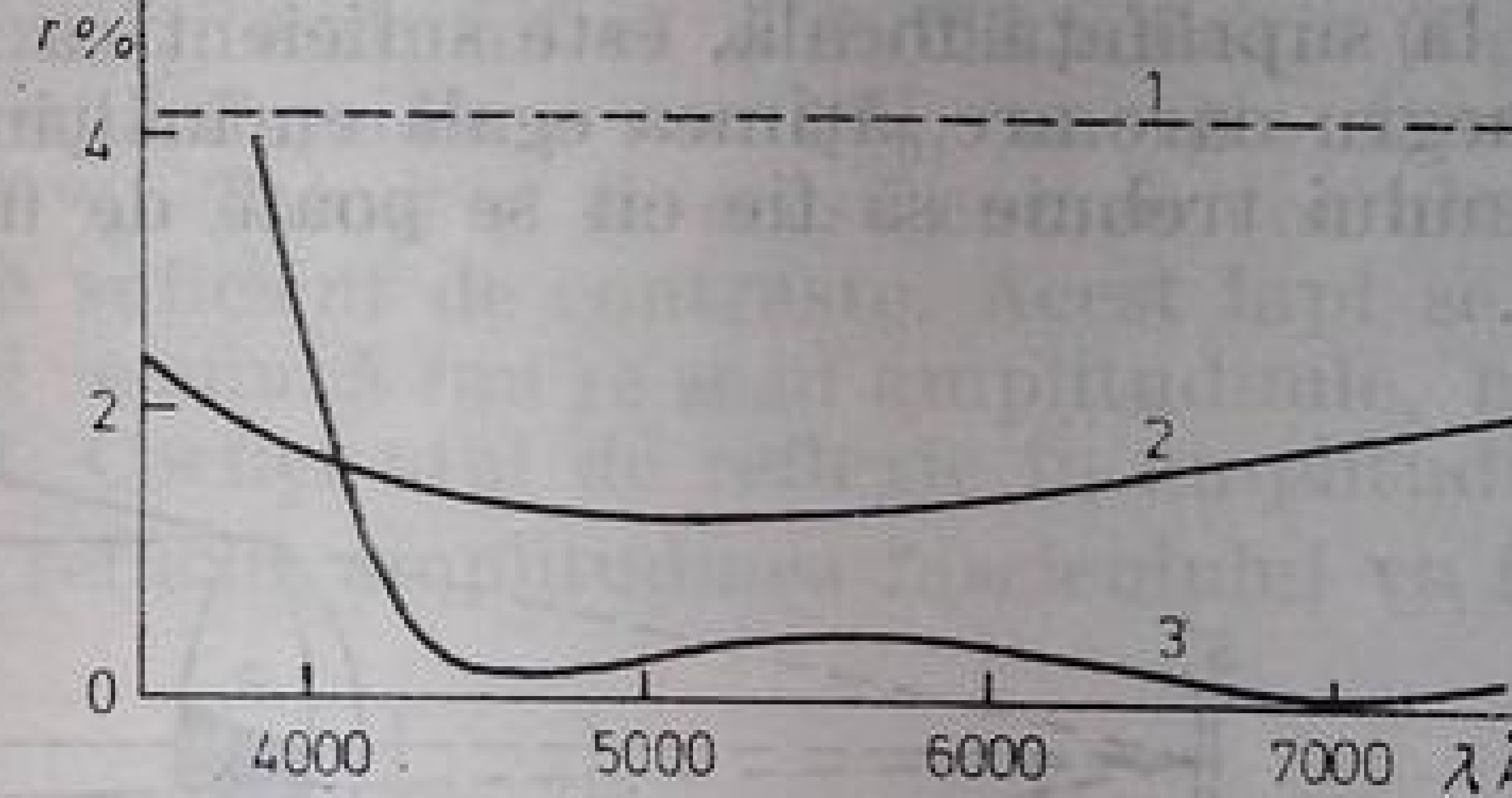


Fig. 3.19. Coeficienţii de reflexie ai sticlei fără strat antireflex (1), cu un singur strat antireflex (2), cu trei straturi antireflex (3).

Pentru domeniul ultraviolet al spectrului modul de obţinere a straturilor antireflex este puţin studiat. În aparatele cu cuarţ aceste straturi practic nu se utilizează.

Pierderile prin difuzia luminii. Difuzia se poate produce atît în volumul detaliilor optice, cît şi pe suprafaţa lor. Difuzia în volum se produce pe defectele mici — bule de aer şi neomogenităţi optice locale. În materialele de calitate asemenea defecte există într-o cantitate infimă. Pierderile datorate lor nu depăşesc 1%.

Difuzia pe suprafaţa pieselor optice se mai datorează şi zgîrieturilor suprafeţei, urmelor de degete de pe ea ş.a. Din această cauză, cu piesele optice este necesar să se umble cu foarte mare grijă. Suprafeţele prin care trece lumina nu trebuie atinse niciodată cu mîinile, aşa cum nu trebuie să fie zgîriate cînd sînt curăţate. Amprentele degetelor se îndepărtează cu mare greutate, iar particule fine de substanţe abrazive, depuse sub formă de praf, pot zgîria oricînd suprafaţa prin frecarea ei. Cel mai bine este ca praful să fie suflat cu o pară de cauciuc sau să fie spălat cu alcool sau cu eter. Cînd se execută această operaţie

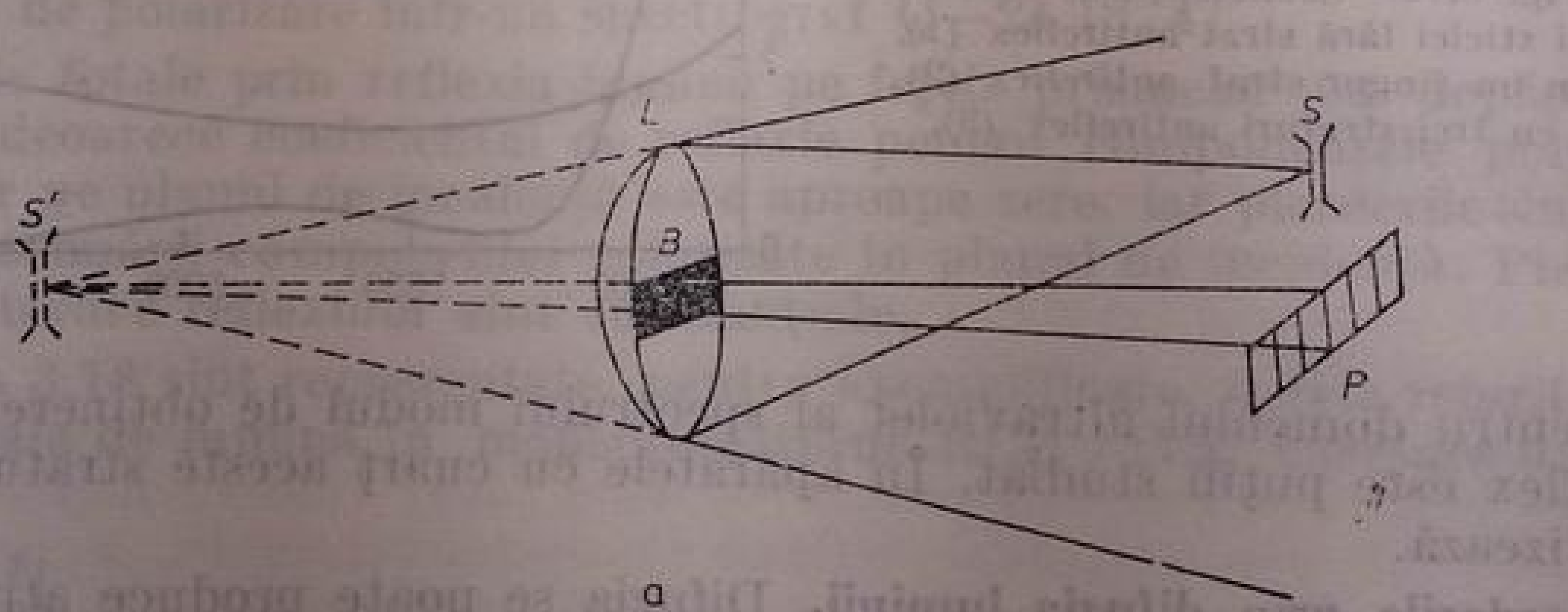
trebuie evitate porţiunile de suprafaţă lipite sau acoperite cu lacuri. Uneori praful adunat pe piesele optice poate duce la pierderi de lumină foarte mari. Din această cauză, trebuie să avem grijă să nu fie praf în încăpere, iar în timpul în care nu se lucrează cu aparatul, el trebuie acoperit cu o husă de protecţie dintr-un material compact sau dintr-o folie de polietilenă.

Lumina reflectată şi lumina difuzată într-un aparat spectral. Radiaţia reflectată şi difuzată de piesele optice este absorbită în cea mai mare parte de corpul aparatului, însă o mică parte din ea ajunge la receptorul de radiaţie sub formă de lumină difuzată, care, de regulă, stînjeneşte măsurătorile, mărind erorile. De aceea, una dintre problemele importante care se pun la construirea aparatelor spectrale o constituie micşorarea cantităţii de lumină difuzată.

Influenţa luminii difuzate este esenţială mai ales cînd se studiază distribuţia spectrală din vecinătatea domeniului în care radiaţia sursei are o strălucire mare. Acest lucru apare cel mai pregnant cînd se studiază spectrele de absorbţie, de difuzie combinată sau de fluorescenţă. Procedeele de evaluare şi de diminuare a influenţei luminii difuzate asupra rezultatelor măsurătorilor vor fi examinate în capitolul 13.

Există, de asemenea, şi o cantitate de lumină care este reflectată regulat de suprafeţele plane şi de cele sferice. Ea poate fi considerată sursa fondului parazit şi de linii suplimentare în spectru. Aceste perturbări sînt mari în special în aparatele cu autocolimaţie, în care lumina reflectată se propagă către regiunea suprafeţei focale. Pentru a înlătura această lumină parazită, se folosesc ecrane absorbante.

Fie, de exemplu, într-un aparat cu autocolimaţie o lentilă plan-convexă, *L*. Lumina reflectată de suprafaţa ei plană (fig. 3.20 a) se va propaga ca şi cînd ar pleca de la imaginea virtuală a fantei, *S′*. Pentru ca aceste raze să nu ajungă la suprafaţa focală, este suficient ca la mijlocul lentilei să se fixeze un ecran negru care are lăţimea egală cu înălţimea fantei. Coeficientul de reflexie al ecranului trebuie să fie cît se poate de mic. De obicei, se foloseşte catifea neagră.



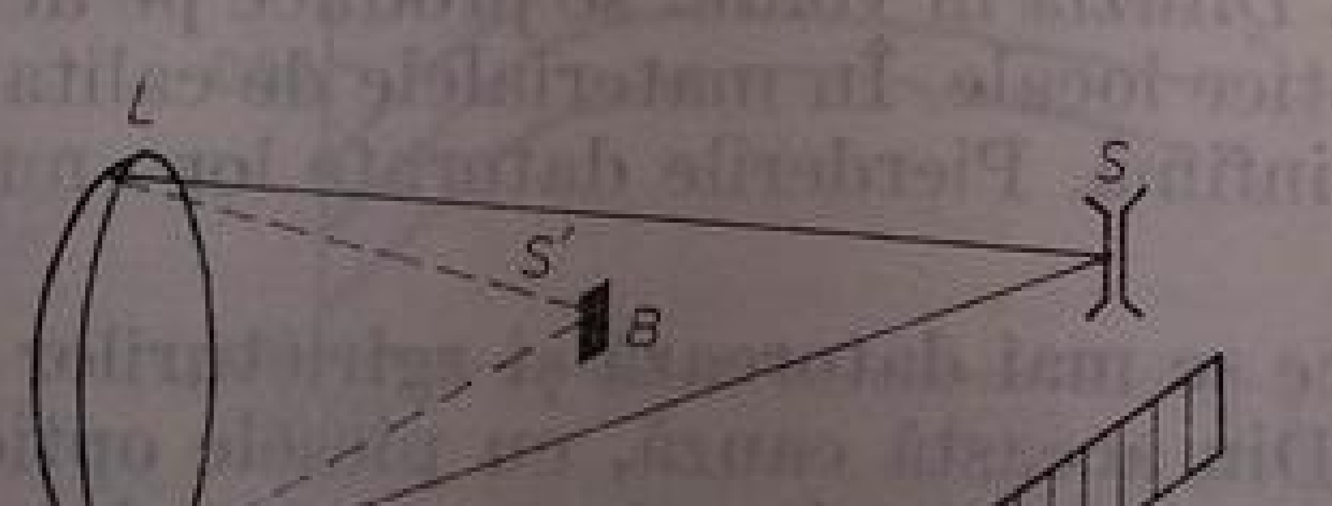


Fig. 3.20. Eliminarea luminii reflectate de către suprafaţa plană (a) şi de partea posterioară (b) a unei lentile plan-convexe: *S* — fanta; *S′* — imaginea ei; *L* — lentila; *B* — ecran; *P* — suprafaţa focală.

Lumina reflectată de suprafaţa posterioară a lentilei se focalizează şi dă o imagine reală a fantei între obiectiv şi suprafaţa focală (fig. 3.20 b). Pentru eliminarea luminii pe care o produce această imagine, în locul respectiv se pune

un ecran mic, negru. Astfel de ecrane înlătură lumina reflectată parazită, nemicșorînd practic luminozitatea.

Uneori, lumina reflectată de una dintre suprafețele concave ale unei lentile dă o imagine reală a fantei, în apropierea suprafeței focale. În acest caz lentila trebuie înclinată ușor, astfel încît această imagine secundară să se formeze mai sus sau mai jos decît imaginea principală a fantei. La asemenea înclinații, în aparatele de distanță focală mare, aberațiile nu cresc aproape deloc.

Lumina reflectată de suprafața pieselor optice se poate focaliza în apropierea suprafeței dinapoi a fantei aparatului. Cuțitele fantei o reflectă, rezultînd apariția de sateliți de intensitate mică pe lîngă liniile intense sau de ,,aripi" pe lîngă conturul instrumental. Pentru înlăturarea acestui neajuns se recomandă o mică înclinare a lentilei care face să dispară imaginea fantei ce provine de la cuțitele ei; în același scop se pot înnegri cu grijă părțile dinapoi ale fantei. Din păcate, cuțitele fantei sînt polizate, nu înnegrite, ceea ce înlesnește apariția unor asemenea ,,fantome".

Fenomenele de interferență din aparate. Pierderile prin reflexie depind de lungimea de undă a radiației și, de aceea, pot deforma distribuția de energie pe care o înregistrează aparatul spectral. Reflexiile de pe suprafețele optice pot duce la o deformare substanțială a distribuției de energie, creînd uneori impresia apariției unor benzi spectrale false sau a unor linii false.

Apariția unor asemenea benzi se datorează interferenței razelor pe lame subțiri formate de două suprafețe dispuse foarte aproape una de alta. Aceste benzi pot să apară și ca urmare a interferenței pe peliculele subțiri care se montează în fața fantei aparatului. Cînd se utilizează filtre din gelatină, în trepte, adesea este greu de scăpat de aceste benzi. Benzile se formează datorită interferenței razei transmise, I_1, cu raza I_2, care suferă o dublă reflexie (fig. 3.21). Dacă coeficientul de reflexie al suprafeței este $r = 4\%$, energia fasciculului dublu reflectat va fi de numai 16%. Totuși și în acest caz se vor observa în spectru niște benzi de interferență suficient de contraste. Acest fapt se explică prin aceea că în cazul interferenței se adună sau se scad amplitudinile, nu energiile fasciculelor care interferează. Coeficientul de reflexie în amplitudine este egal cu $\sqrt{r}$, adică după o singură reflexie amplitudinea fasciculului va fi egală

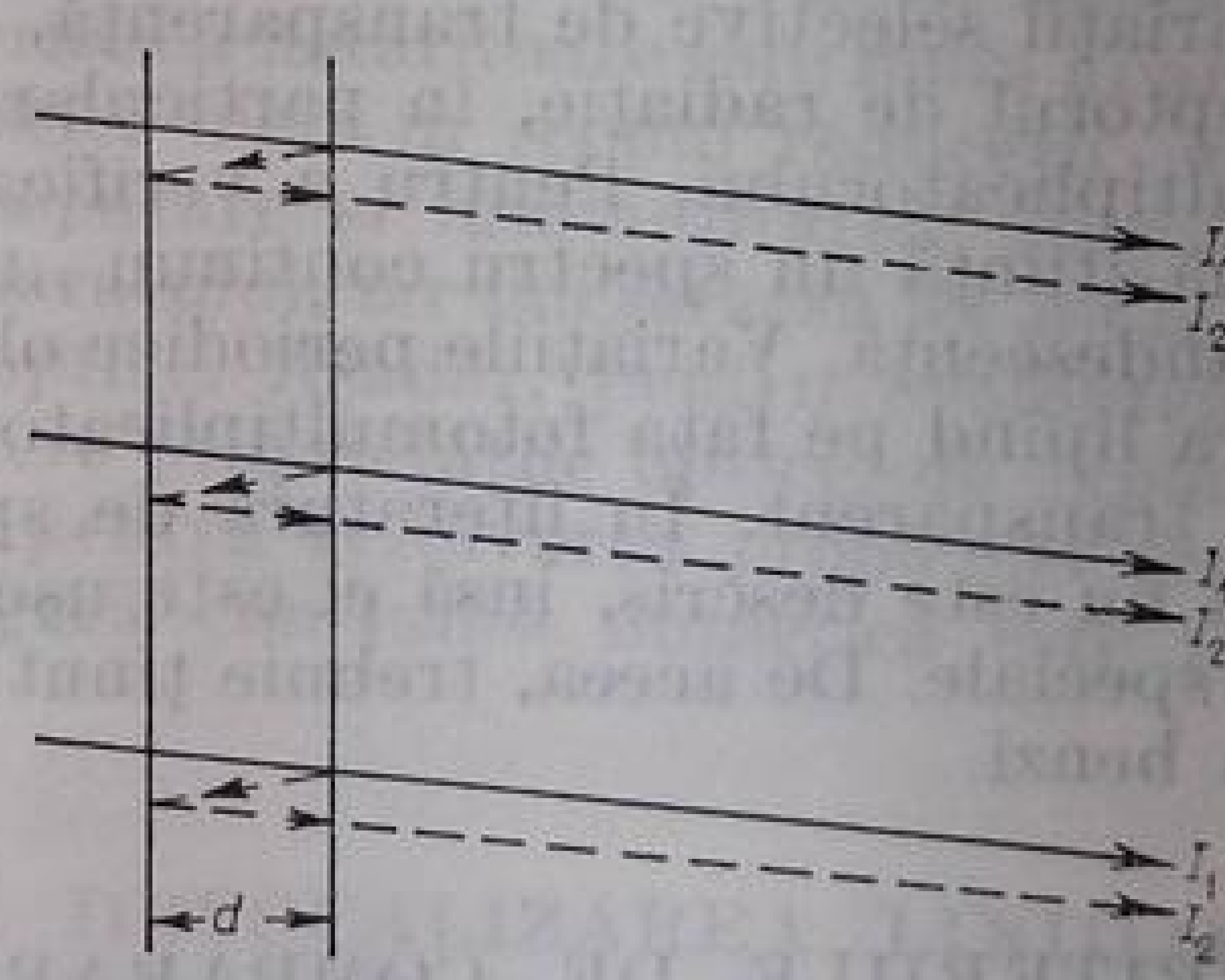


Fig. 3.21. Interferența prin reflexie pe cele două fețe optice ale unei lame subțiri.

cu $0{,}2\ A_0$, iar după cea de a doua cu $0{,}04\ A_0$. În maxim și în minim imaginea de interferență exprimată în unități energetice este

$$I_{\max} = (1{,}04\ A_0)^2 \approx 1{,}08\ I_0,$$

$$I_{\min} = (0{,}96\ A_0)^2 \approx 0{,}92\ I_0.$$

Contrastul imaginii de interferență, definit ca

$$\gamma = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \tag{3.69}$$

va fi, în acest caz, de 8%.

Diferența de drum optic dintre fasciculele I_1 și I_2, în cazul incidenței luminii pe peliculă sub unghiuri mici, este egală cu $2nd$ (d fiind grosimea plăcii, iar n — indicele ei de reflexie).

Maximele corespund lungimii de undă care satisface condiția

$$2nd = k\lambda. \tag{3.70}$$

În mod corespunzător, condiția pentru minime este

$$2nd = \frac{2k+1}{2}\lambda. \tag{3.71}$$

Distanța dintre două maxime de interferență vecine, exprimată în lungimi de undă, $\Delta\lambda$, se poate obține derivînd relația (3.70) în raport cu k și luînd $\Delta k = 1$

$$\Delta\lambda = \lambda/k = \lambda^2/2nd. \tag{3.72}$$

Aici am neglijat dependența lui n de λ în intervalul $\Delta\lambda$. Dacă grosimea optică a plăcii este de ordinul a 100 λ, atunci în domeniul vizibil al spectrului distanța dintre maxime va fi în jur de 25 Å. Întrucît lama subțire este sub formă de pană, spectrul obținut este sub forma unor benzi înclinate. Prin aceasta se deosebesc de benzile spectrale slabe. Asemenea benzi se pot obține și datorită interferenței luminii, reflectate de straturile subțiri de aer dintre lentile.

În aparatele cu optică de cuarț se pot observa fenomene de interferență complicate, datorită dublei refracții din cuarț.

Benzile de interferență sînt de obicei slabe, dar pot introduce erori importante în măsurători energetice de precizie. O interferență cu totul neplăcută poate apărea atunci cînd se studiază spectrele de linii în care ea denaturează strălucirea relativă a liniilor spectrale.

Variații selective de transparență, datorate interferenței, se pot observa și în receptorul de radiație, în particular, în fereastra celulei fotoelectrice sau a fotomultiplicatorului. Pentru a verifica prezența interferenței se înregistrează cu bună-știință un spectru continuu „neted", de exemplu, spectrul unei lămpi de incandescență. Variațiile periodice observate în intensitatea spectrului se pot înlătura lipind pe fața fotomultiplicatorului un strat suplimentar dintr-un dielectric transparent. În literatura de spectroscopie un asemenea gen de interferență nu este descris, însă el este ușor de observat prin montarea unei experiențe speciale. De aceea, trebuie ținut cont de posibilitatea apariției unor asemenea benzi.

§ 7. CRITERIILE DE COMPARARE A APARATELOR SPECTRALE

Dintre caracteristicile principale ale unui aparat spectral, care definesc posibilitățile și domeniul lui de utilizare, trebuie considerate întinderea intervalului spectral ($\lambda_1 - \lambda_2$), numărul m de intervale ce pot fi înregistrate concomitent, timpul de înregistrare, t, a unui singur interval, numărul total de intervale înregistrate, M, și timpul total de înregistrare, T.

Mărimea M este determinată de puterea de separare limită, $\delta\lambda$, fiind egală cu $(\lambda_1 - \lambda_2)/\delta\lambda$. Timpul de înregistrare, t, pentru o anumită precizie de măsurare, depinde de luminozitatea aparatului, de sensibilitatea receptorului și de strălucirea sursei, B_λ.

Evident, „mai bun" va fi acel aparat care înregistrează în cel mai scurt timp cel mai intens interval spectral al celei mai puțin strălucitoare surse, cu o rezoluție mare și cu o bună exactitate. Au fost făcute o serie de încercări de a găsi o caracteristică cantitativă, care să țină cont de toate proprietățile principale ale unui aparat și care să permită compararea capacității aparatelor spectrale de diverse tipuri, independent de principiul de construcție al lor. În acest scop Jakino [3.5] a propus să se utilizeze mărimea W, denumită de el factor de calitate,

$$W = RM/TB_\lambda^\alpha \approx muR. \tag{3.73}$$

La determinarea factorului de calitate se consideră că strălucirea sursei este astfel încît la ieșirea din aparat raportul semnal/zgomot să fie egal cu unu. Mărimea α din relația (3.73) ia valoarea unu atunci cînd eroarea este dată de fluctuațiile fluxului luminos (receptori cuantici) și valoarea 2, dacă eroarea depinde de zgomotele proprii ale receptorului (receptori termici), u fiind un factor geometric al aparatului, iar R — puterea lui de separare.

Variante ale criteriului lui Jakino au fost date de către Kiselev și Parșin [3.6], Eckhardt [3.7], Tarasov [4]. Însă nici unul dintre aceste criterii nu a căpătat o aplicare largă în practica spectroscopică. După părerea noastră, acest lucru se datorează faptului că alegerea unui aparat spectral nu poate fi decisă numai de o singură caracteristică numerică, care inevitabil nu este legată de performanțele concrete pe care trebuie să le aibă un aparat dat.

În unele probleme caracteristica principală este puterea de rezoluție, iar luminozitatea nu joacă nici un rol. În altele este importantă luminozitatea și numărul diferitelor elemente care pot fi înregistrate simultan etc. Dacă se compară aparate care se deosebesc, să zicem, de două ori ca productivitate, dar de zece ori ca preț, atunci, cu aceleași cheltuieli de exploatare, este mai avantajos să fie achiziționate două aparate de productivitate mai mică, decît aparatul cu productivitatea mai mare. Uneori caracteristica hotărîtoare este masa aparatului (spectrometre pentru studii cosmice), astfel încît în scopul reducerii acesteia sîntem nevoiți să sacrificăm puterea de separare și luminozitatea. Într-o serie de cazuri sînt importante dimensiunile aparatului, iar micșorarea lor nu se poate realiza decît în dauna caracteristicilor optice. Așadar, pentru evaluarea unui aparat spectral trebuie să se aibă în vedere proprietățile optice, de exploatare, mecanice și altele, cele mai importante pentru rezolvarea problemei propuse. Înlocuirea multitudinii lor printr-o singură constantă numerică este practic imposibil de realizat.

§ 8. DEPLASAREA TERMICĂ ȘI DEFOCALIZAREA LINIILOR SPECTRALE

În general, variația temperaturii aparatului duce la variația poziției liniilor spectrale și la deplasarea suprafeței focale. Dacă asemenea variații se produc în procesul înregistrării spectrului, atunci aceasta duce adesea la lărgirea conturului instrumental, cu atît mai mult, cu cît variația temperaturii în timpul experienței este mai mare.

Pentru evaluarea variațiilor de temperatură admisibile, vom analiza în ce mod influențează temperatura poziția liniilor spectrale. Aici se pot distinge următoarele mecanisme de producere a acestui efect:

1) variația dimensiunilor aparatului datorită dilatării termice;

2) variația distanțelor focale ale oglinzilor și lentilelor datorită variației termice a razelor de curbură, iar a lentilelor și datorită variației termice a indicelui de refracție;

3) variația unghiului de deviație a luminii de către o prismă din cauza variației termice a indicelui de refracție și variația unghiurilor de difracție ca urmare a variației constantei rețelei;

4) variația unghiurilor de difracție și de refracție din cauza variației termice a refracției aerului.

Considerînd puterea de separare liniară a aparatului egală cu 10^{-3} cm, se poate evalua că aceste lărgiri sînt importante, comparabile cu această mărime.

Să presupunem, pentru simplitate, că axa optică a obiectivului camerei este perpendiculară pe suprafața focală. Atunci deplasarea suprafeței focale, datorită încălzirii, se poate calcula cu ajutorul formulei

$$\Delta l = F \alpha \Delta T. \tag{3.74}$$

Aici, α este coeficientul de dilatare liniară a materialului din care este confecționată structura de susținere a aparatului spectral. După cum rezultă din figura 3.22, dacă deschiderea relativă a aparatului fotografic este egală cu d/F, atunci lărgirea unei linii spectrale, Δx, va fi dată de următoarea relație

$$\frac{\Delta x}{\Delta l} = \frac{d}{F}. \tag{3.75}$$

Este ușor de arătat că variațiile termice ale unui aparat nu joacă practic nici un rol în lărgirea conturului lui instrumental.

Altfel stau însă lucrurile cu variația unghiurilor de difracție și de refracție. Pentru sticlă, $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T \approx 5 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{grad}^{-1}$.

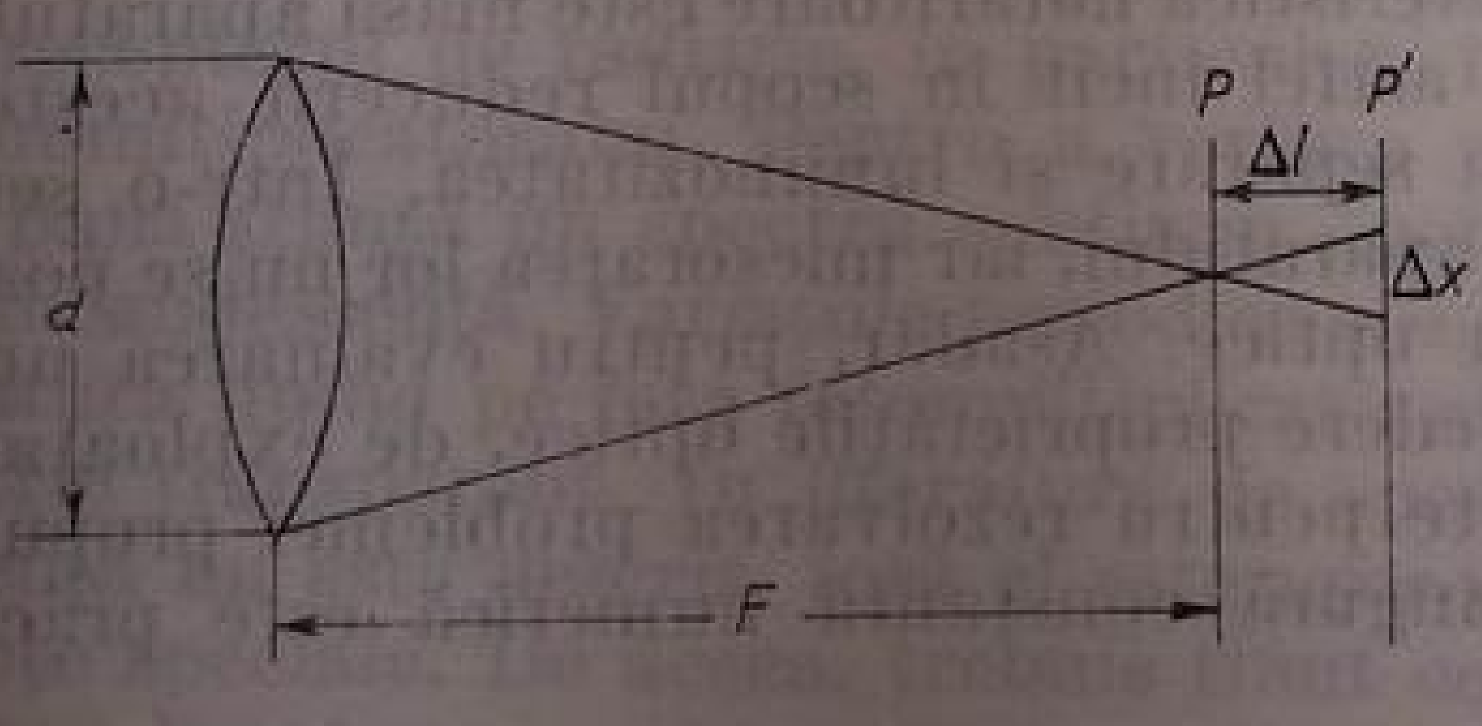


Fig. 3.22. Lărgirea liniei spectrale datorită deplasării suprafeței focale.

Dacă prisma se află la minimul de deviație, atunci, conform relației (1.17),

$$\Delta\varphi = \frac{2\sin(A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}} \Delta n. \tag{3.76}$$

Pentru o prismă de 60° și $n = 1{,}6$,

$$\Delta\varphi = 1{,}7 \Delta n = 1{,}7 \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T} \Delta T.$$

Deplasarea liniară corespunzătoare este

$$\Delta l = F\Delta\varphi = 1{,}7\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}F\Delta T.$$

Pentru $F \approx 120$ cm, unei variații a temperaturii cu 1° îi corespunde $\Delta l \approx 10^{-3}$ cm. Variații mai mari de temperatură pot înrăutăți substanțial puterea de separare a aparatului.

Deplasarea, în lungimi de undă, a unei linii, datorită variației de temperatură, se găsește din egalitatea

$$\Delta\lambda = \frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}T}\Delta T = \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\frac{\mathrm{d}\lambda}{\mathrm{d}n}\Delta T.$$

Considerînd că $\mathrm{d}n/\mathrm{d}\lambda = 2\cdot 10^{-5}$ Å^{-1}, iar $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T = 5\cdot 10^{-6}$ grad^{-1}, pentru $\Delta T = 1°$, găsim $\Delta\lambda = 0{,}25$ Å. Astfel, o variație a temperaturii cu numai 1° poate fi deja importantă, dacă limita de rezoluție a aparatului este în jur de 0,5 Å.

În cazul unei rețele de difracție, variația unghiului de difracție se calculează ușor în funcție de variația constantei ei. Derivăm în raport cu T ecuația de bază a rețelei, (2.19),

$$(\sin\psi + \sin\varphi)\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}T} + t\cos\varphi\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}T} = 0.$$

Presupunînd că

$$\frac{\sin\psi + \sin\varphi}{\cos\varphi} \approx 1,$$

rezultă

$$\Delta\varphi \approx \frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}T}\Delta T = -\frac{1}{t}\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}T}\Delta T = -\alpha\Delta T. \tag{3.77}$$

Considerînd $\alpha = 10^{-6}$ grad^{-1} și $\Delta T = 10°$, avem $\Delta\varphi = 10^{-5}$. Pentru $F = 100$ cm, $\Delta x = 10^{-3}$ cm.

Cu alte cuvinte, pentru un aparat cu rețea de difracție cu distanța focală de un metru, variația temperaturii cu 10 °C devine deja considerabilă. Practic, pe durata unei expuneri, asemenea variații ale temperaturii rețelei nu se produc. Aparatele cu rețea de difracție care au $F \geqslant 3$ m sau o rază de curbură a rețelei concave asemănătoare trebuie special termostatate.

Pentru calculul variației distanței focale a lentilelor vom considera că la sticlă $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T \approx 5\cdot 10^{-6}$, iar la cuarț topit $\mathrm{d}n/\mathrm{d}T \approx 1{,}5\cdot 10^{-5}$. Variația razelor de curbură a unei lentile date se produce conform legii dilatării liniare, $\Delta R = R\alpha\Delta T$. Nu este greu de calculat că variația distanței focale a unei lentile datorită ambelor cauze, este cu totul neimportantă.

Variația indicelui de refracție al aerului duce la variația unghiului de deviație și de difracție al razelor. Să efectuăm calculul respectiv. În toate formulele, pentru drumul unei raze într-o prismă, în loc de $n-1$ trebuie pus $n-n'$, n' fiind indicele de refracție al aerului, pe care l-am considerat în celelalte calcule egal cu 1. Atunci, la minimul de deviație,

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}T} = \frac{2\sin(A/2)}{\sqrt{1-n^2\sin^2(A/2)}}\frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}T}. \tag{3.78}$$

Pentru aer,

$$n' = 1 + \frac{2,9 \cdot 10^{-4}}{1 + T^\circ/273}$$

unde T° este temperatura în grade Celsius; de aici, $\mathrm{d}n'/\mathrm{d}T \approx 10^{-6}$, o valoare substanțial mai mică decît în cazul sticlei. Prin urmare, variația unghiului de deviație pe seama variației refracției aerului în funcție de temperatură este substanțial mai mică decît cea datorită variației din aceeași cauză a indicelui de refracție al prismei. Pentru aparatele cu rețea de difracție variația unghiului de deviație din cauza variației temperaturii aerului se găsește introducînd în ecuația de bază a rețelei indicele de refracție al aerului,

$$n't(\sin\psi + \sin\varphi) = k\lambda. \tag{3.79}$$

Punînd, ca în relația (3.77),

$$\frac{\sin\psi + \sin\varphi}{\cos\varphi} \approx 1,$$

găsim

$$\Delta\varphi \approx \frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}T}\Delta T. \tag{3.80}$$

Comparînd relațiile (3.77) și (3.80) și avînd în vedere că $\mathrm{d}n'/\mathrm{d}T \approx 10^{-6}$, vedem că variația temperaturii aerului, ca dealtfel și a temperaturii rețelei, trebuie avută în vedere numai pentru aparatele cu rețea care au distanța focală mare.

Analog acționează și variația presiunii. În cazul unor temperaturi normale

$$n' = 1 + \frac{2,9 \cdot 10^{-4} p}{p_0},$$

de unde $\mathrm{d}n'/\mathrm{d}p \approx 4 \cdot 10^{-7}$ (mm col. Hg)$^{-1}$. Așadar, variația presiunii cu 10 mm col. Hg duce la aceeași variație a unghiului de deviație ca și o variație a temperaturii aerului cu 4°C.

Pentru micșorarea influenței oscilațiilor de temperatură multe aparate sînt, adesea, termostatate. În primul rînd acest lucru se face la spectrografe, deoarece pentru înregistrarea fotografică uneori este nevoie să se folosească expuneri lungi. În unele cazuri se termostatează întreaga cameră în care este instalat aparatul. Într-o astfel de cameră este suficientă menținerea constantă a temperaturii cu o abatere maximă de 0,5–1°C.

În anumite cazuri se mărește artificial căldura specifică a corpului aparatului, prin echiparea lui cu doi pereți de sticlă între care se introduce apă. Un asemenea aparat nu este sensibil la variații de scurtă durată a temperaturii încăperii.

Capitolul 4

APARATE SPECTRALE

În cea mai mare parte, aparatura spectrală, atît de diversă, fabricată de industrie, este destinată în primul rînd satisfacerii necesităților analizei spectrale. Se produc un mare număr de aparate destinate analizei spectrale de emisie în domeniile vizibil și ultraviolet, aparate pentru analiza de absorbție atomică și spectrofotometre, destinate analizei de absorbție a substanțelor lichide și a corpului solid. Aceste aparate sînt descrise suficient de amănunțit în alte cărți. Există însă o categorie mai puțin diversificată de aparate pentru alte domenii ale spectroscopiei. În acest capitol vom da o atenție mai mare tocmai acestor din urmă aparate.

§ 1. ELEMENTELE CONSTRUCTIVE ALE APARATELOR SPECTRALE CU PRISMĂ ȘI CU REȚEA DE DIFRACȚIE

Fanta. Pe suprafața focală a unui aparat spectral se formează o mulțime discretă sau continuă de imagini ale fantei, care constituie spectrul.

Conturul instrumental al majorității aparatelor care au dispersie mică sau medie este determinat mai ales de calitatea fantei. Din această cauză, alături de celelalte piese optice, fanta constituie unul dintre cele mai importante elemente constructive ale unui aparat spectral.

În cele mai multe aparate spectrale dimensiunile geometrice ale imaginii fantei sînt apropiate de cele ale însăși fantei (mărirea este aproximativ $1\times$). Lărgimea fantei trebuie să fie egală pe toată înălțimea. Într-o serie de probleme această condiție trebuie să fie îndeplinită cu o eroare mai mică decît 1%; o eroare mai mare ca 10% nu este admisă aproape niciodată. De aici rezultă condițiile care se impun construcției cuțitelor fantei și preciziei mecanismului de reglare a distanței dintre ele. Anumite defecte inevitabile ale cuțitelor fantei — grosimea lor finită precum și firele de praf care se prind de cuțite — fac dificilă utilizarea unei fante mai înguste decît 0,01 mm. Uneori sînt necesare fante cu o lărgime de 5—6μm, însă precizia de reglare a distanței dintre cuțitele unei asemenea fante este mică. Pentru lucrări spectrofotometrice se folosesc totdeauna fante ceva mai largi: 0,02—0,1 mm.

Fanta este formată din două lame de cuțit, confecționate de obicei din oțel inoxidabil. Aspectul general al unei fante standard, confecționată de Asociația de optică și mecanică din Leningrad, este dat în figura 4.1. În aceeași figură este dat și profilul cuțitelor fantei.

De obicei, ambele cuțite se deplasează simetric față de centrul fantei, iar prin aducerea dispozitivului la zero ele se opresc automat, astfel încît rotirea în continuare a șurubului nu mai face ca cuțitele să se preseze unul pe altul.

În unele construcții mai vechi nu există un asemenea dispozitiv, astfel încît la închiderea fantei cuțitele se pot strica ușor, întrucît apasă unul asupra celuilalt. Închiderea unor astfel de fante trebuie făcută cu deosebită băgare de seamă.

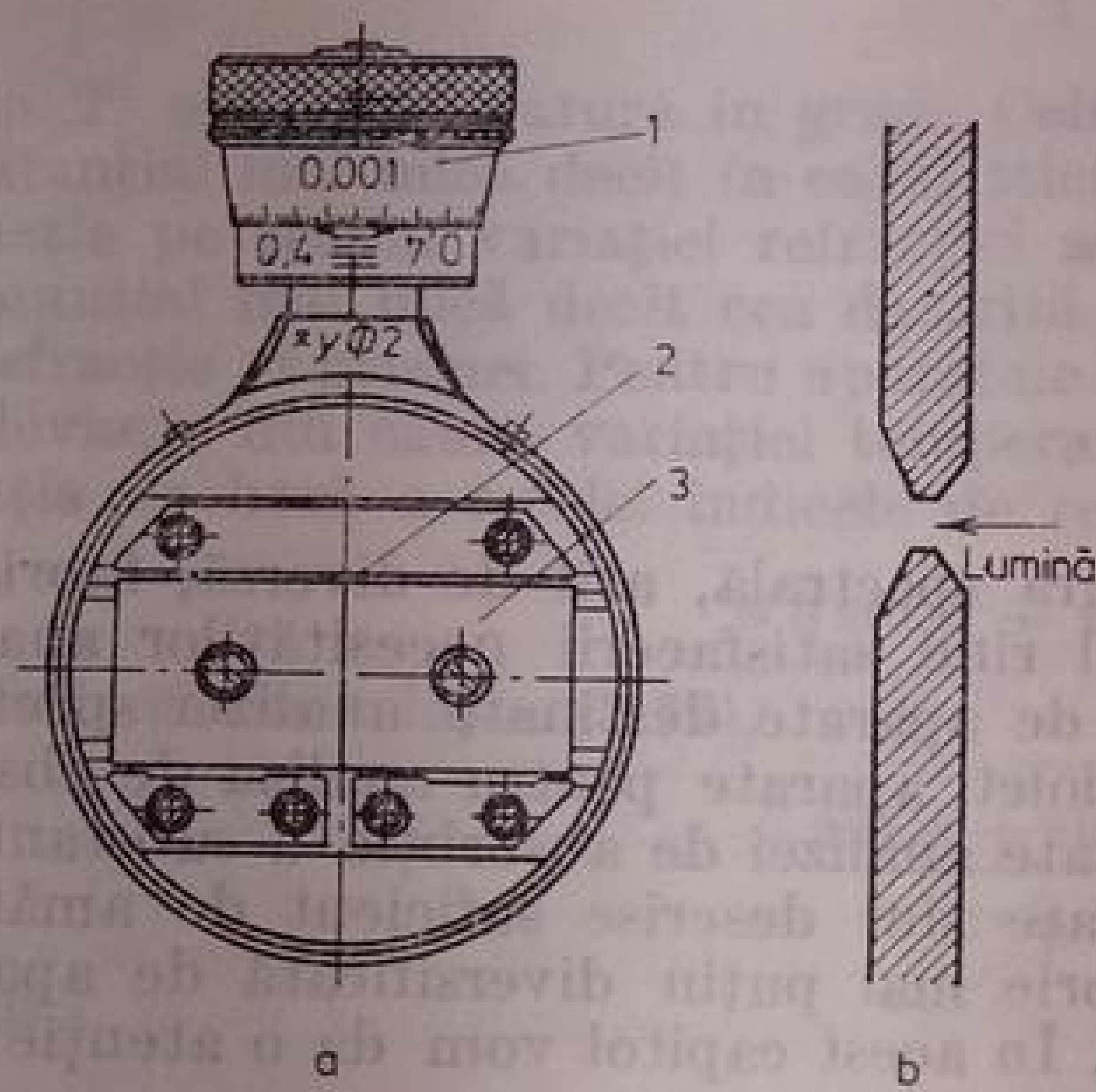


Fig. 4.1. O fantă standard yФ — 2. Vedere generală (a) și profilul cuțitelor fantei (b): 1 — tamburul șurubului micrometric; 2 — ghidajul; 3 — cuțitele fantei.

Unele fante au șuruburi cu ajutorul cărora se poate regla paralelismul cuțitelor. Controlul paralelismului cuțitelor se face cel mai comod observînd direct sau pe un ecran franjele de difracție date de fanta făcută foarte îngustă. În acest scop se recomandă folosirea unui fascicul de lumină al unui laser cu He—Ne. Se poate observa o sursă de lumină albă îndepărtată, așezînd fanta în fața ochiului și privind prin diferite locuri ale ei. Dacă cuțitele fantei nu sînt paralele, atunci benzile de difracție se aranjează în evantai, în regiunea cu partea mai îngustă a fantei.

Cuțitele unei fante trebuie să fie în același plan, perpendicular pe axa optică a aparatului. În alte condiții, trecerea unor fascicule înclinate se va produce neuniform (fig. 4.2).

Șurubul care produce mișcarea cuțitelor permite să se măsoare lărgimea fantei cu o exactitate de pînă la 0,001 mm. În anumite construcții diviziunea capului șurubului este 0,01 mm.

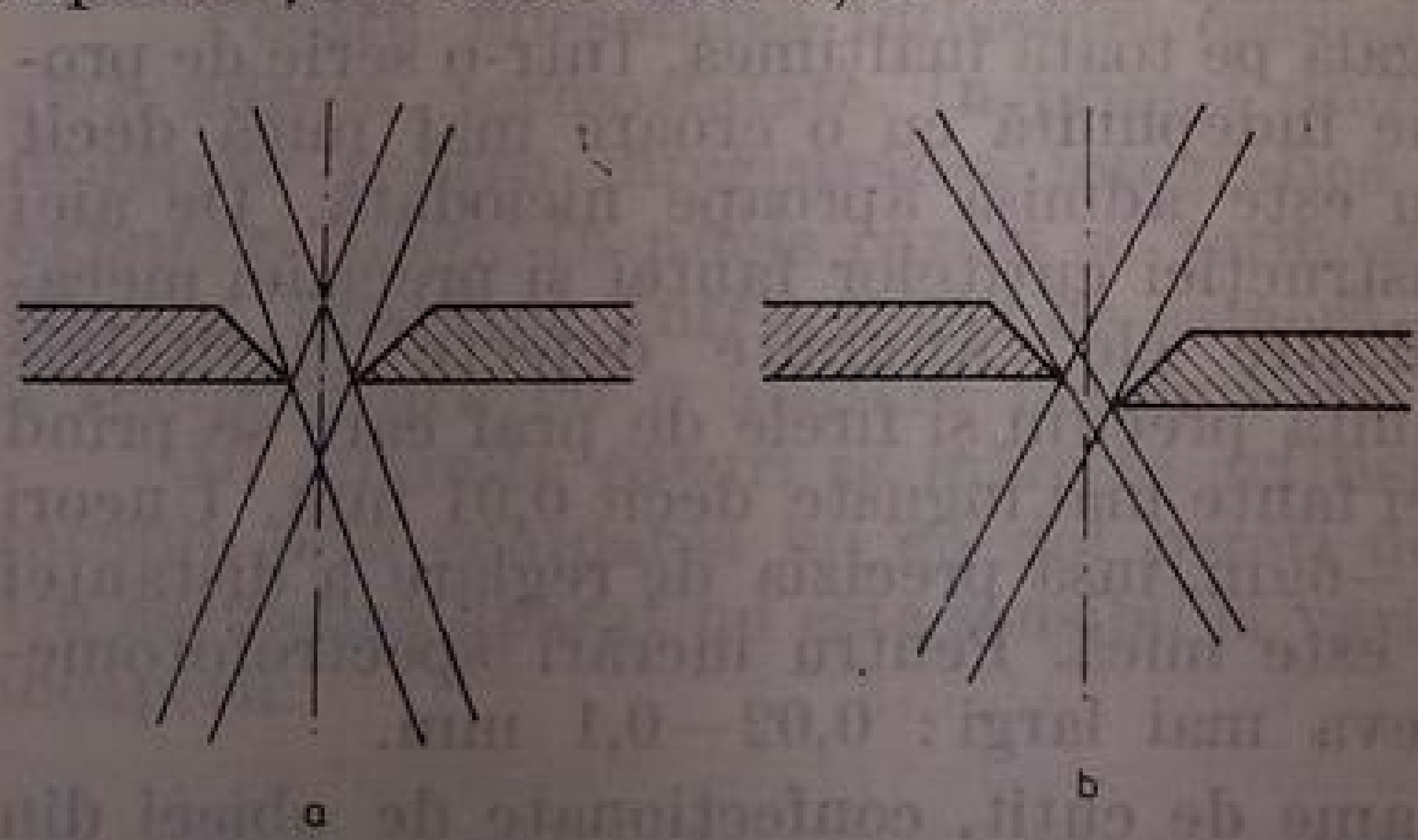


Fig. 4.2. Trecerea luminii printr-o fantă, ale cărei cuțite se află în același plan (a), și în planuri diferite (b).

Momentul închiderii fantei practic nu coincide niciodată cu diviziunea zero. Pentru determinarea momentului închiderii (deschiderii) fantei, ea trebuie închisă și apoi deschisă încet, reținînd momentul apariției razei care trece prin fantă. Pentru măsurarea exactă a lărgimii fantelor înguste se folosește un comparator (v. cap. 11).

Remarcăm că în afară de fantele standard, pentru o serie de aparate se realizează construcţii speciale: fante cu deschiderea fixă, formate din două cuţite montate fix unul faţă de altul sau pur şi simplu formată printr-o tăietură într-un strat metalic depus pe sticlă; fante care au cuţitele curbe, pentru compensarea curbării liniilor spectrale; fante foarte largi şi foarte mari pentru aparate care funcţionează cu micşorări mari (unele spectrografe astronomice).

De obicei fantele sînt fixate într-un tub care se poate roti în jurul axei sale. Acest fapt permite stabilirea înclinării imaginii fantei faţă de direcţia de dispersie a aparatului. În cazurile în care este necesar, o asemenea operaţie se execută cu ajutorul unui şurub micrometric.

De regulă, pentru ferirea fantei de praf, ea se acoperă cu o montură care este prevăzută cu o lamă sau o lentilă din sticlă sau din cuarţ. Totuşi este imposibil să se evite totala prăfuire a fantei. Din timp în timp este necesară îndepărtarea de pe fantă a firelor de praf depuse. Altfel ele acoperă fanta şi spectrul este străbătut de benzi întunecate care se întind de-a lungul direcţiei dispersiei. Cu cît este mai îngustă fanta, cu atît mai distinct se prezintă aceste benzi. Pentru curăţarea periodică a fantei se folosesc baghete din lemn, „lopăţele" ascuţite. Dacă cu bagheta uscată nu se pot îndepărta firele de praf, ea se umezeşte cu alcool curat (este interzis să se folosească benzină, eter şi alte lichide care dizolvă lubrifiantul mecanismului fantei). Fanta se deschide larg şi se curăţă plimbînd lopăţica la început pe un cuţit, apoi pe celălalt. Repararea fantei trebuie încredinţată unui mecanic experimentat.

Optica de focalizare. De regulă, pe elementul dispersiv este trimis un fascicul de lumină paralelă, format de obiectivul colimatorului. Spectrul este focalizat de obiectivul camerei, aşezat după elementul dispersiv.

Optica aparatelor spectrale trebuie să îndeplinească unele condiţii deosebite. Pentru majoritatea spectrografelor şi monocromatoarelor aberaţia cromatică nu joacă un rol prea mare, deoarece sînt focalizate imagini monocromatice ale fantei. Condiţiile pe care trebuie să le îndeplinească piesele optice din punct de vedere al puterii de separare sînt destul de riguroase. Este de dorit ca conturul instrumental al opticii de focalizare să fie mult mai îngust decît conturul instrumental determinat cu ajutorul puterii de separare a elementului dispersiv şi al lărgimii fantei. Altfel spus, diametrul cercului de difuzie, dat de piesele optice, trebuie să fie sub 0,01 mm, adică mai mic decît cel pe care-l dau obiectivele fotografice obişnuite.

Calculul şi confecţionarea pieselor optice ale aparatelor cu deschideri relative mai mici decît 1/10 nu prezintă dificultăţi. Pentru aparatele cu deschideri relative mai mari ca 1/5 este necesar să se folosească obiective cu mai multe lentile, iar uneori lentile şi oglinzi asferice.

Verificarea pieselor optice se face prin metode obişnuite (v., de pildă, 4.1). Este necesar să fie verificat sistemul optic în întregime, deoarece se corectează aberaţiile globale pe care le introduc ambele obiective, şi al camerei şi al colimatorului. Fiecare dintre ele, luat separat, poate avea aberaţii însemnate. Sistemul trebuie verificat în limitele întregului unghi de înclinare a razelor, corespunzător lărgimii unghiulare a domeniului studiat al spectrului (pentru monocromatoare, numai în limitele înălţimii unghiulare a fantei). În cazul aparatelor spectrale cu deschiderea relativă mică, condiţia ca aberaţiile sistemului optic să fie mici este satisfăcută de obicei relativ uşor. Defectele ce se întîlnesc uneori la piesele optice nu se datoresc calculului lor, ci fabricării exemplarului respectiv.

Întrucît în prezent nu este practic necesar ca spectroscopiștii să-și calculeze și confecționeze ei înșiși piesele optice ale aparatelor spectrale, problemele referitoare la acest domeniu nu vor fi expuse aici. Cei ce doresc să le cunoască

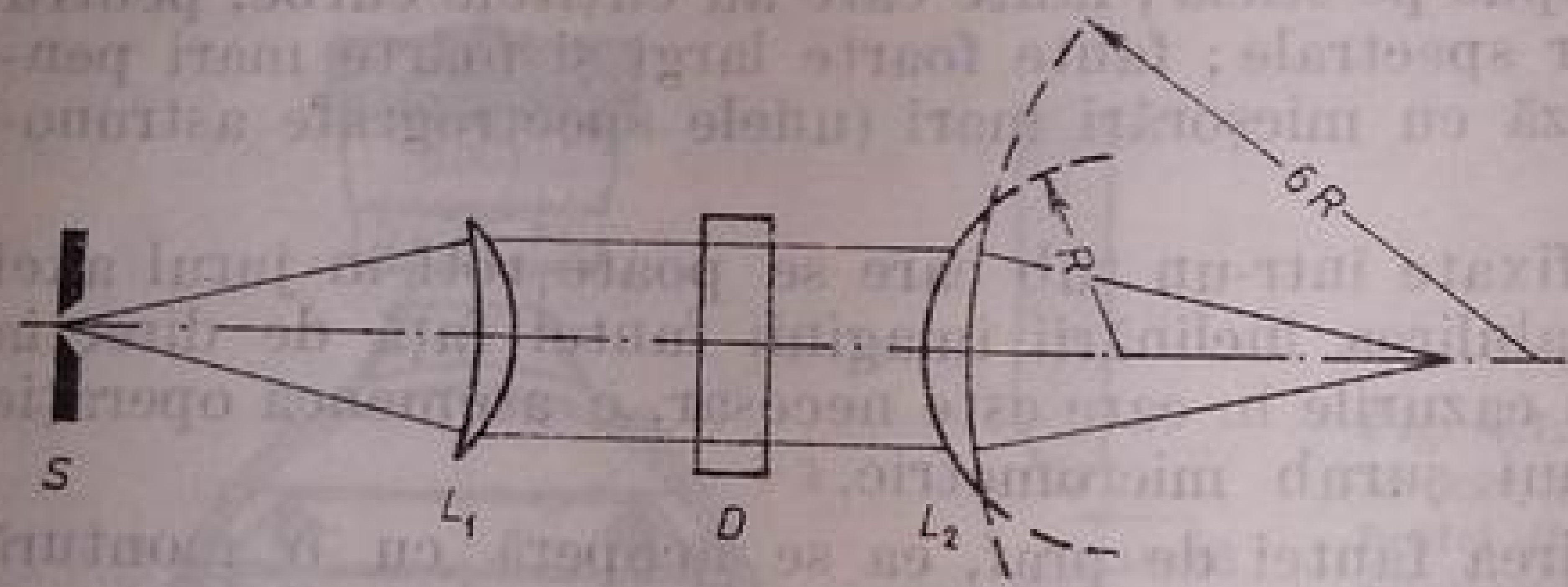


Fig. 4.3. Schema unui aparat spectral cu lentile menisc simple: S — fanta; L_1 — lentila colimatorului, L_2 — lentila camerei; D — elementul dispersiv.

pot consulta lucrările [4.2, 4.3, 4.7 și 1.4]. Pentru construirea unor aparate spectrale cu o deschidere relativă mai mică decît 1 :15, se pot utiliza lentile menisc simple, cu raportul razelor de curbură 1 :6. Acestui raport îi corespunde minimul aberației sferice. Meniscurile trebuie să fie puse cu partea convexă spre elementul dispersiv (fig. 4.3). În lipsa unor lentile menisc potrivite, pot fi folosite sisteme de lentile plan-convexe, montate corespunzător. Pentru aparatele cu deschideri relative mari pot fi folosite obiectivele fotografice de calitate, care au dimensiuni corespunzătoare.

Trebuie avut în vedere că în toate cazurile în care aparatele sînt construite cu piese optice care se potrivesc din întîmplare, puterea de separare a lor va fi mai mică decît a aparatelor construite conform unor calcule speciale. Totuși, pentru anumite cercetări, chiar și aparate ieftine, construite cu mijloace proprii, pot fi foarte utile. Acest lucru se referă în primul rînd la monocromatoare. Piesele optice ale aparatelor destinate domeniului vizibil al spectrului se fac din sticlă. În domeniul ultraviolet materialul principal pentru confecționarea lentilelor este cuarțul cristalin. Pentru micșorarea influenței dublei refracții, lentila se taie dintr-un monocristal de cuarț, perpendicular pe axa lui optică.

Datorită grosimii reduse a lentilelor, absorbția cuarțului are, în acest caz, o importanță mult mai mică decît la confecționarea prismelor. Uneori se confecționează obiective acromatice, de obicei din cuarț-fluorină. S-a experimentat și utilizarea combinației cuarț-fluorură de litiu.

Pentru micșorarea aberațiilor de sfericitate și a altor aberații, în unele tipuri de aparate obiectivele din cuarț cristalin se fac din două lentile. Se fabrică de asemenea, și lentile cu suprafețe asferice.

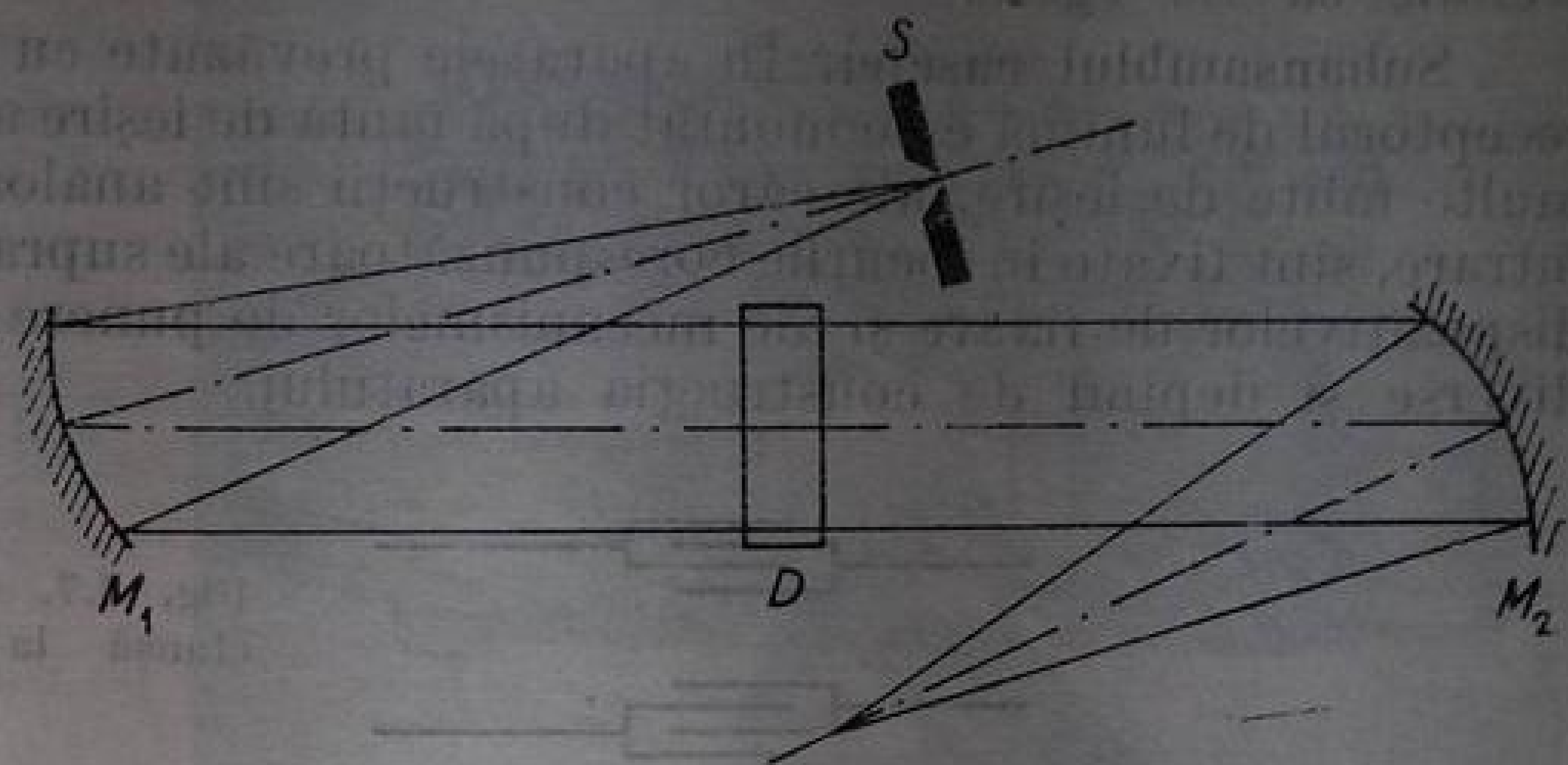
În afară de lentile, în aparatele spectrale se folosesc și oglinzi. Cel mai des se utilizează oglinzi sferice cu un strat reflectant din aluminiu. Straturile de aluminiu preparate special apără piesele optice de acțiunea atmosferei. Cînd se lucrează cu oglinzi, acestea trebuie mînuite cu mare atenție, pentru a nu deteriora suprafața foarte fină a stratului lor reflectant.

Lumina care se trimite pe oglindă nu trebuie să fie ecranată de elementul dispersiv, ceea ce impune ca totdeauna fasciculele utilizate să fie puternic înclinate față de axa optică a oglinzii. În plus, trebuie ca elementul dispersiv să fie așezat suficient de departe de oglindă (fig. 4.4). Oglinzile dau de obicei mai multă lumină difuzată decît lentilele.

Toate acestea limitează utilizarea oglinzilor. Pe de altă parte ele au avantaje indiscutabile, deoarece nu introduc nici un fel de aberații cromatice. O aceeași oglindă poate fi folosită într-un domeniu spectral larg, de la ultra-

violetul îndepărtat, pînă la infraroșul îndepărtat. În afară de aceasta, în cazul unor deschideri relativ mari, oglinda dă un flux luminos mai mare decît un obiectiv complex. Coeficientul de reflexie al oglinzilor bune este 75—85%.

Fig. 4.4. Schema unui aparat spectral cu optică de focalizare din oglinzi : S — fanta ; M_1 — oglinda-obiectiv a colimatorului ; M_2 — oglinda-obiectiv a camerei ; D — elementul dispersiv.



În ultimul timp, oglinzile își găsesc o tot mai largă aplicare, mai ales pentru monocromatoarele de mare luminozitate. În cazul unor deschideri relative mari, oglinzile sferice sînt înlocuite uneori cu oglinzi parabolice neparaxiale, care asigură o calitate mai bună imaginii.

Diametrele obiectivelor colimatorului și aparatului fotografic sînt determinate în funcție de dimensiunile elementului dispersiv. Pentru folosirea completă a elementului dispersiv trebuie ca proiecția lui să se înscrie în planul obiectivului colimatorului (fig. 4.5a). Nu este avantajos ca obiectivul să se înscrie în această proiecție, deoarece prețul de cost al elementului dispersiv de aceste dimensiuni depășește totdeauna pe cel al unui obiectiv cu dimensiunile corespunzătoare. Este deci mai avantajos să se folosească întreaga suprafață a unei prisme sau a unei rețele, decît întreaga suprafață a obiectivului. În afară de aceasta, configurația ilustrată în figura 4.5b provoacă și o anumită reducere a puterii de separare teoretice, datorită micșorării secțiunii transversale în partea de deasupra și dedesubt a fasciculului.

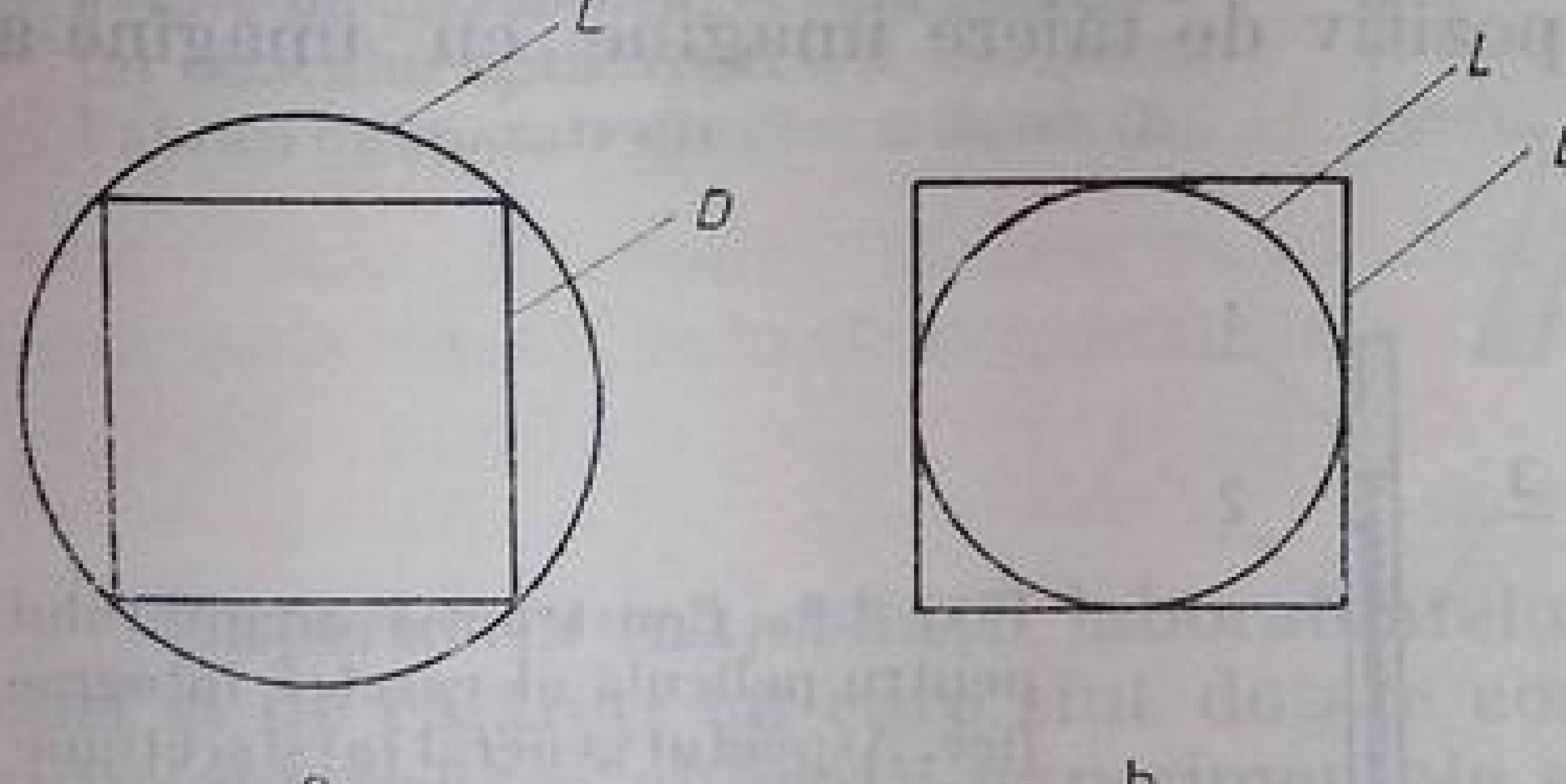


Fig. 4.5. Poziție relativă a obiectivului colimatorului și a elementului dispersiv avantajoasă (a) și dezavantajoasă (b) : L — obiectivul ; D — elementul dispersiv.

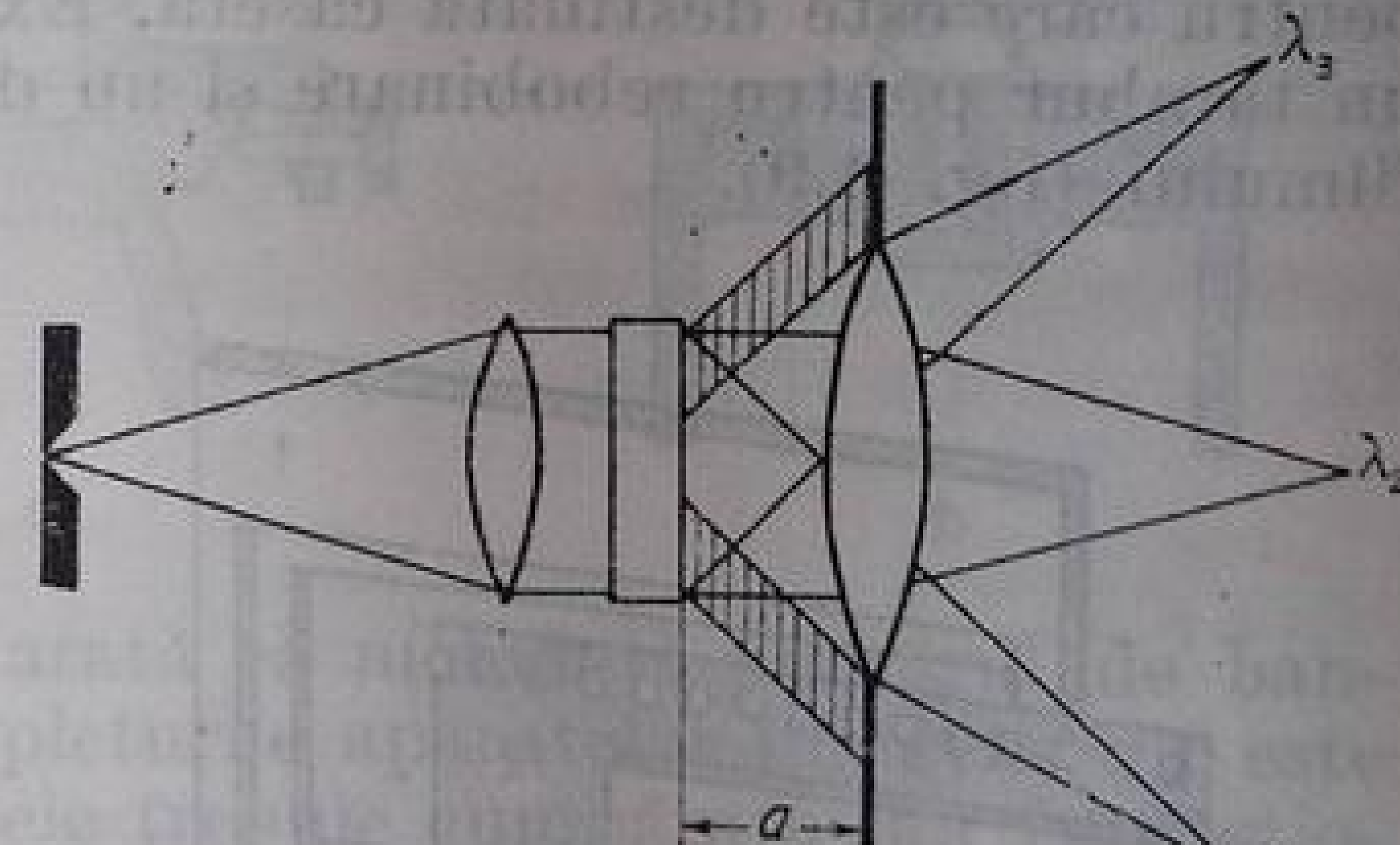


Fig. 4.6. Vinietarea fasciculelor înclinate în cazul în care dimensiunile obiectivului aparatului fotografic nu sînt suficient de mari. Părțile tăiate ale fasciculelor pentru λ_1 și λ_2 sînt hașurate.

În cazul spectrografelor obiectivul aparatului fotografic trebuie să fie mai mare decît cel al colimatorului. Acest lucru se datorează faptului că obiectivul aparatului fotografic se găsește la o anumită distanță, a, de elementul dispersiv și el nu trebuie vinieteze (obtureze) fasciculele de raze înclinate (fig. 4.6). Cu cît sînt mai mari distanța a, dispersia unghiulară și domeniul

spectral studiat, cu atît trebuie să fie mai mare obiectivul aparatului fotografic. Într-o serie de aparate vinietarea părților marginale ale spectrului este totuși considerabilă. În cazul monocromatoarelor diametrele celor două obiective trebuie să fie egale.

Subansamblul casetei. În aparatele prevăzute cu înregistrare fotoelectrică, receptorul de lumină este montat după fanta de ieșire a aparatului. Una sau mai multe fante de ieșire, ale căror construcții sînt analoage construcției fantei de intrare, sînt fixate în locurile corespunzătoare ale suprafeței focale. Construcțiile dispozitivelor de fixare și ale mecanismelor de punere la punct sînt extrem de diverse și depind de construcția aparatului.

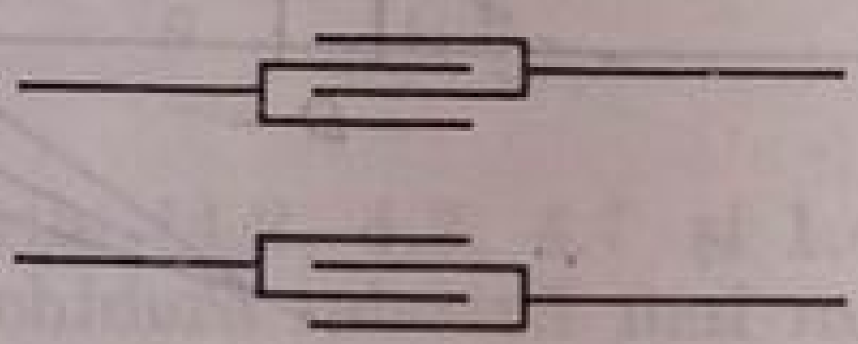


Fig. 4.7. Îmbinare etanșă la lumină.

În figura 4.7 este reprezentată o construcție simplă de îmbinare etanșă la lumină a unui monocromator cu receptorul de radiație, care permite mici deplasări pentru punerea la punct sau pentru explorare.

În spectrografe placa sau pelicula fotografică sînt introduse într-o casetă. În interiorul casetei există un ghidaj metalic ce reproduce profilul suprafeței focale. Placa fotografică este fixată prin apăsare pe suprafața focală cu niște arcuri puternice prinse de capacul casetei. Caseta se fixează în suportul său care asigură o prindere suficient de rigidă, permițînd de obicei modificarea unghiului de înclinare a casetei față de axa optică. Pentru a obține pe o singură placă o serie întreagă de spectre, caseta se deplasează perpendicular pe direcția dispersiei. În acest scop există o cremalieră prevăzută uneori cu un dispozitiv pentru fixarea rigidă a poziției casetei.

Cînd se folosesc filme fotografice se confecționează un adaptor special (fig. 4.8). Dimensiunile lui trebuie să corespundă dimensiunilor plăcii fotografice pentru care este destinată caseta. Există și casete speciale pentru film foto cu un tambur pentru rebobinare și un dispozitiv de tăiere imagine cu imagine a filmului (fig. 4.9).

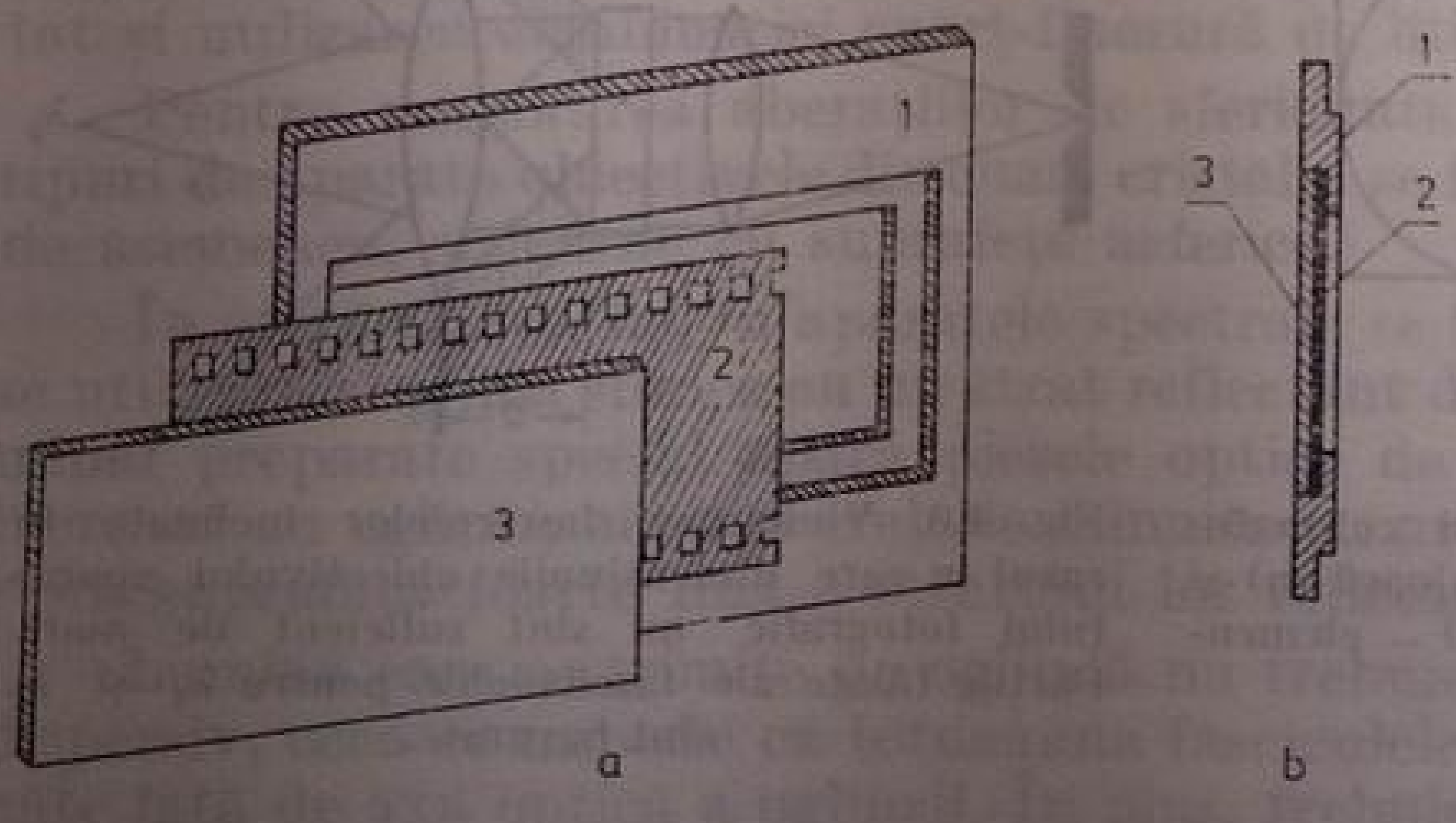


Fig. 4.8. Construcția adaptorului pentru peliculă al casetei fotografice. Aspectul general (a) și secțiune prin adaptorul asamblat (b): 1 — adaptorul; 2 — pelicula fotografică; 3 — placa de presare a peliculei.

Orice deplasare a casetei în timpul expunerii poate duce la ștergerea liniilor sau la apariția de sateliți. Dacă suprafața focală are curbura mare, atunci plăcile curbate după profilul ei adesea se crapă, uneori în timpul expunerii. Pentru a evita acest lucru, este necesar să se utilizeze plăci speciale, din sticlă

subțire, iar în lipsa lor să se cresteze placa cu un diamant în două trei locuri. Prin montarea în casetă a unei asemenea plăci ea crapă imediat pe crestături, care se pot face în porțiuni puțin importante ale spectrului.

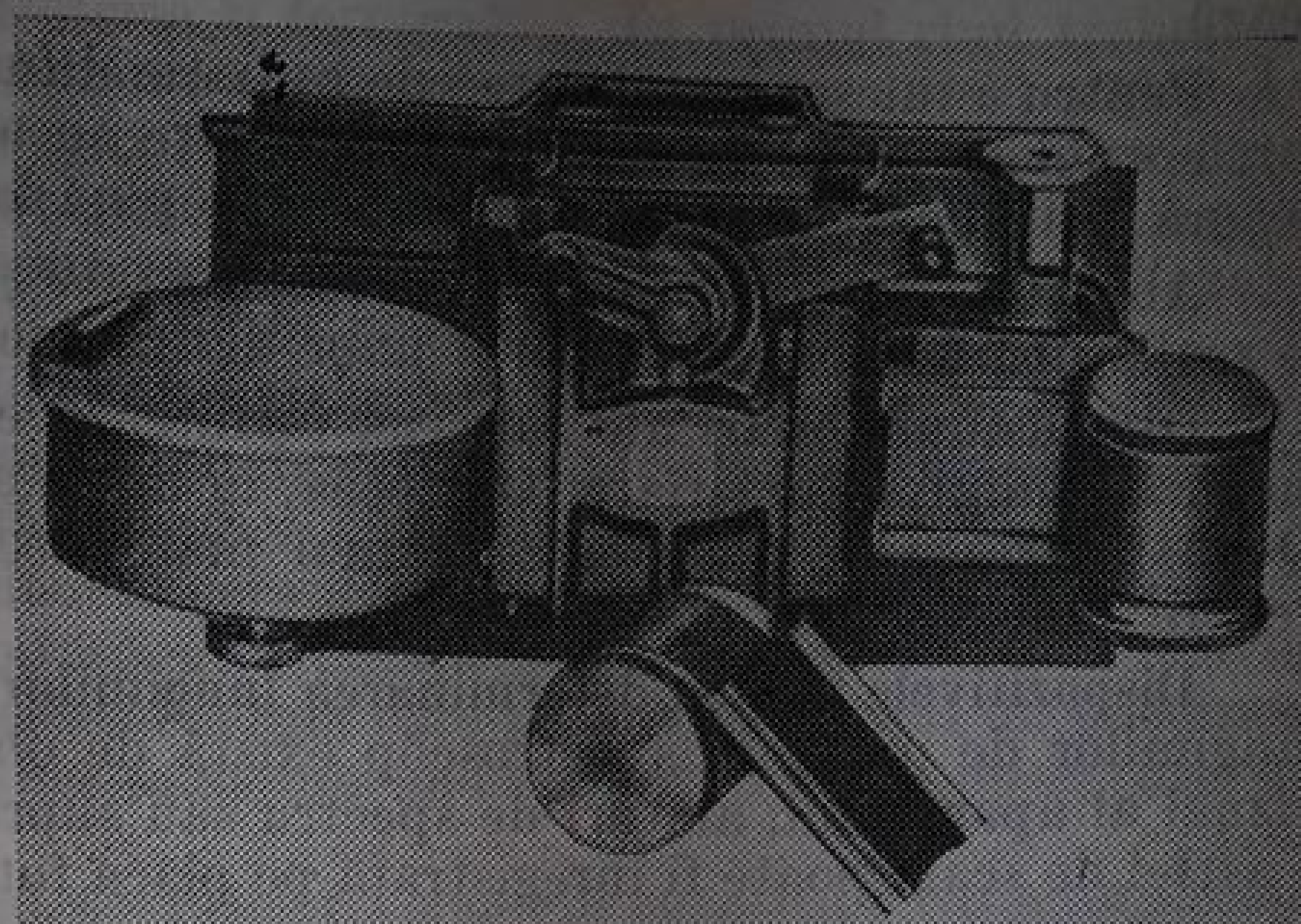
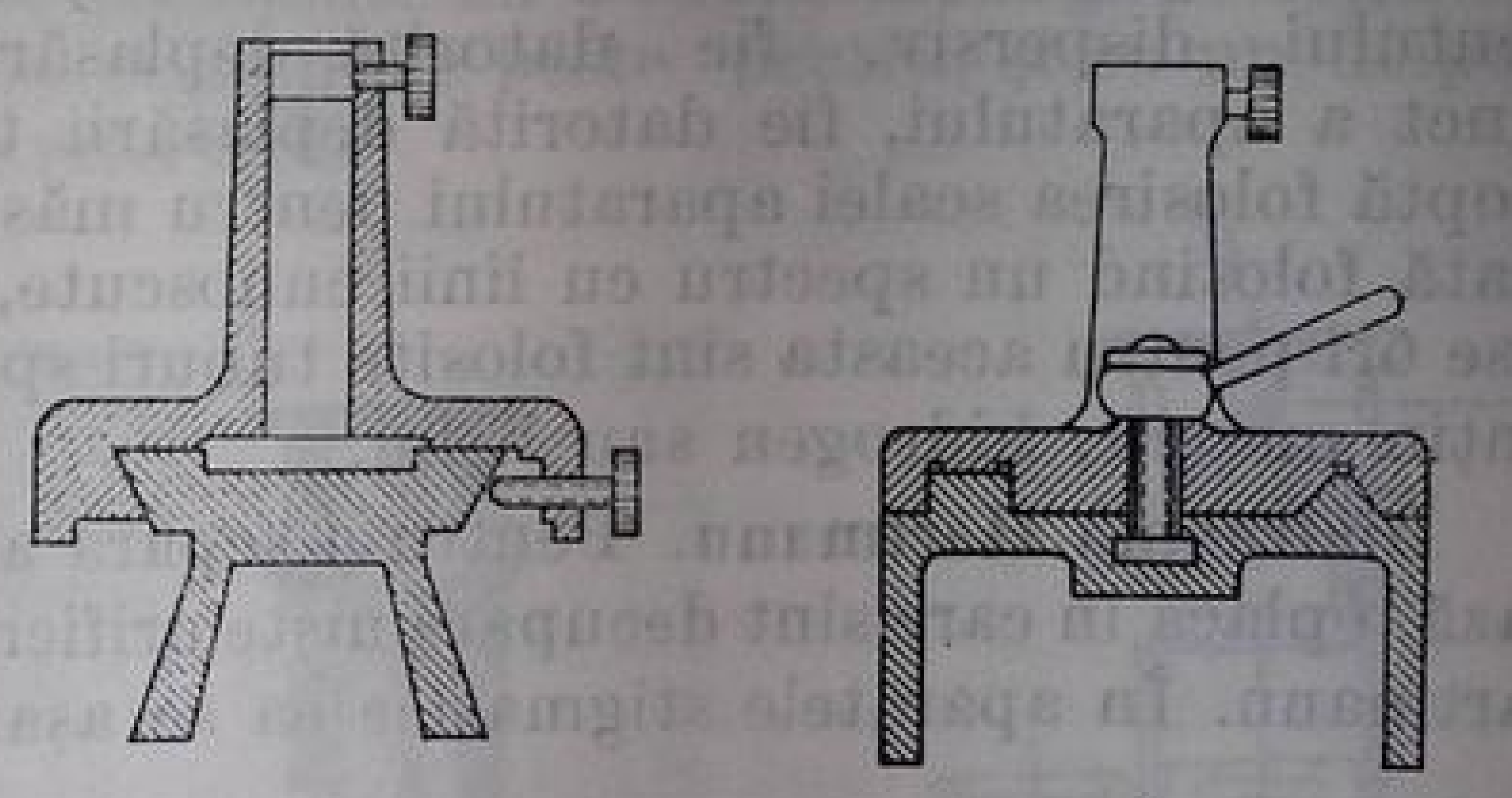


Fig. 4.9. Caseta pentru pelicula foto a firmei Hilger.

Bancul optic și călăreții. Aproape toate tipurile de aparate spectrale sînt înzestrate cu bancuri optice, pe care se fixează călăreții ce poartă optica de proiecție, sursele de lumină și alte detalii ale aparatului.

Călăreții au diverse monturi care sînt adesea prevăzute cu șuruburi micrometrice pentru punerea la punct a pieselor. Profilele bancurilor și construcția călăreților sînt arătate în figura 4.10. Suprafețele de lucru ale bancurilor și suprafețele interioare ale călăreților mobili sînt finisate minuțios.

Fig. 4.10. Banc și călăreț standard, livrate de ЛОМО (a) și șina și călărețul bancului optic OCK – 2, livrate de Fabrica de aparate din Novosibirsk (b).



Experiența majorității laboratoarelor arată că niciodată numărul de bancuri și de călăreți cu care sînt dotate completurile aparatelor indigene nu este suficient pentru aplicații experimentale și ele trebuie cumpărate sau confecționate suplimentar.

Soclul și corpul aparatului. Toate detaliile din majoritatea aparatelor actuale sînt fixate pe un soclu metalic rigid, fiind acoperite cu o carcasă metalică ușoară care apără partea interioară a aparatului de pătrunderea luminii și a prafului.

Soclul comun pentru toate piesele optice ale aparatului asigură stabilitatea necesară construcției și punerii la punct a detaliilor fixate pe el. Uneori accesoriile se montează în interiorul unei carcase metalice turnate. Fixarea obiectivelor în tuburi separate, cum se făcea în aparatele mai vechi, astăzi se întîlnește rar.

Spectrografele vechi aveau uneori corpul din lemn. Aparatele care au asemenea carcase se defocalizează ușor, datorită variației umidității aerului din încăpere. În construcția aparatelor actuale lemnul aproape că nu se mai utilizează.

Pentru a micșora cantitatea de radiație difuzată care poate ajunge la receptor, corpul și toate detaliile metalice care se află în el se acoperă cu vopsea neagră mată, care asigură o absorbție de pînă la 90 % a radiației.

Absorbția suplimentară a luminii difuzate și reflectate de pe piesele optice se realizează adesea cu ajutorul unor diafragme și ecrane speciale.

Dimensiunile mari ale carcasei facilitează eliminarea cu ajutorul diafragmelor a luminii împrăștiate. De aceea, în unele aparate (de pildă, spectrograful Q–24) carcasa se face cu ceva mai mare decît este necesar, dacă avem în vedere dimensiunile pieselor optice.

Dispozitivele pentru determinarea lungimilor de undă. Pentru determinarea lungimilor de undă, în spectroscop există de obicei o scală, vizibilă în cîmpul vizual al aparatului, alături de spectru sau suprapusă peste el. În spectrografe o astfel de scală poate fi înregistrată pe placa fotografică în contact cu spectrul. În monocromatoare și spectrofotometre tamburul care rotește sistemul dispersiv este prevăzut de obicei cu o scală a lungimilor de undă. În aparatele care înregistrează spectrele pe banda unui autoînregistrator diviziunile lungimilor de undă sînt înregistrate sau tipărite pe aceeași bandă.

De obicei, aceste dispozitive nu sînt destinate pentru măsurarea exactă a lungimilor de undă, ci pentru evaluarea lor aproximativă. De regulă, construcția aparatului spectral propriu-zis poate asigura o precizie mult mai mare de măsurare. În plus, aceste dispozitive se pot deplasa din poziția lor corectă. Aceasta se poate produce fie datorită deplasării mecanice a scalei sau a elementului dispersiv, fie datorită deplasării spectrului în timpul punerii la punct a aparatului, fie datorită deplasării termice etc. În orice caz, dacă se adoptă folosirea scalei aparatului pentru măsurători cantitative, ea trebuie verificată folosind un spectru cu linii cunoscute, ușor de determinat. De cele mai dese ori pentru aceasta sînt folosite tuburi spectrale de descărcare în gaze, care conțin mercur, hidrogen sau heliu.

Diafragma Hartmann. Pentru a separa anumite domenii ale fantei se utilizează o placă în care sînt decupate niște orificii ; ea poartă numele de diafragmă Hartmann. În aparatele stigmatice ea se așază înaintea fantei. Deplasînd dia-

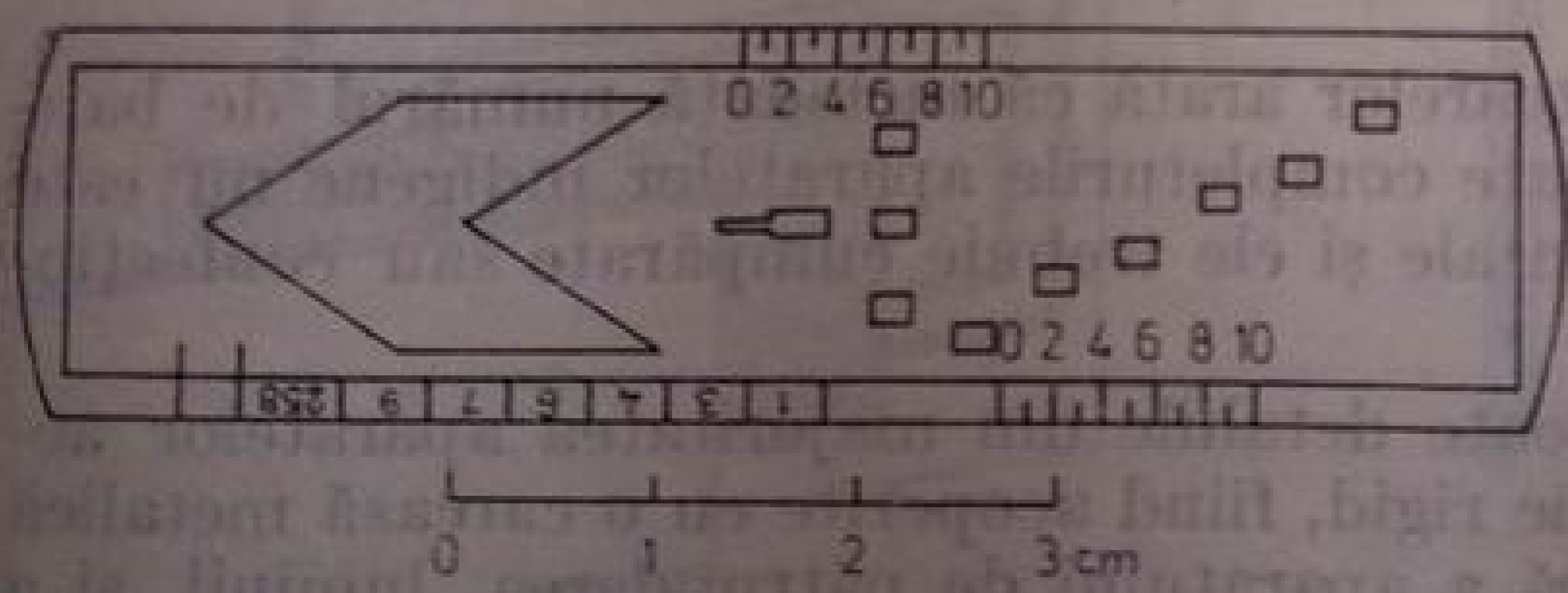


Fig. 4.11. Diafragma Hartmann.

fragma, se pot fotografia succesiv o serie de spectre, fără a deplasa caseta sau alte detalii ale aparatului.

Formele unor asemenea diafragme sînt foarte diferite. Uneori ele sînt prevăzute cu o scală pentru determinarea poziției diafragmei. O diafragmă Hartmann tipică este arătată în figura 4.11.

§2. APARATE PENTRU OBSERVAȚII VIZUALE

Aparatele destinate observațiilor vizuale prezintă o serie de dezavantaje serioase față de aparatele fotoelectrice și fotografice. În primul rînd trebuie să menționăm limitarea domeniului spectral care poate fi studiat (4000–7000 Å). Domenii foarte strălucitoare se văd pînă la 3600 Å, iar după anumite date, pînă la 3100 Å. Pentru observarea vizuală a domeniului ultraviolet în unele aparate s-a folosit un ecran fluorescent transparent, așezat în planul focal al ocularului.

Intervalele strălucitoare din domeniul ultraviolet al spectrului se pot observa cu ajutorul unei sticle uranice luminescente, introdusă în caseta spectrografului în locul plăcii fotografice.

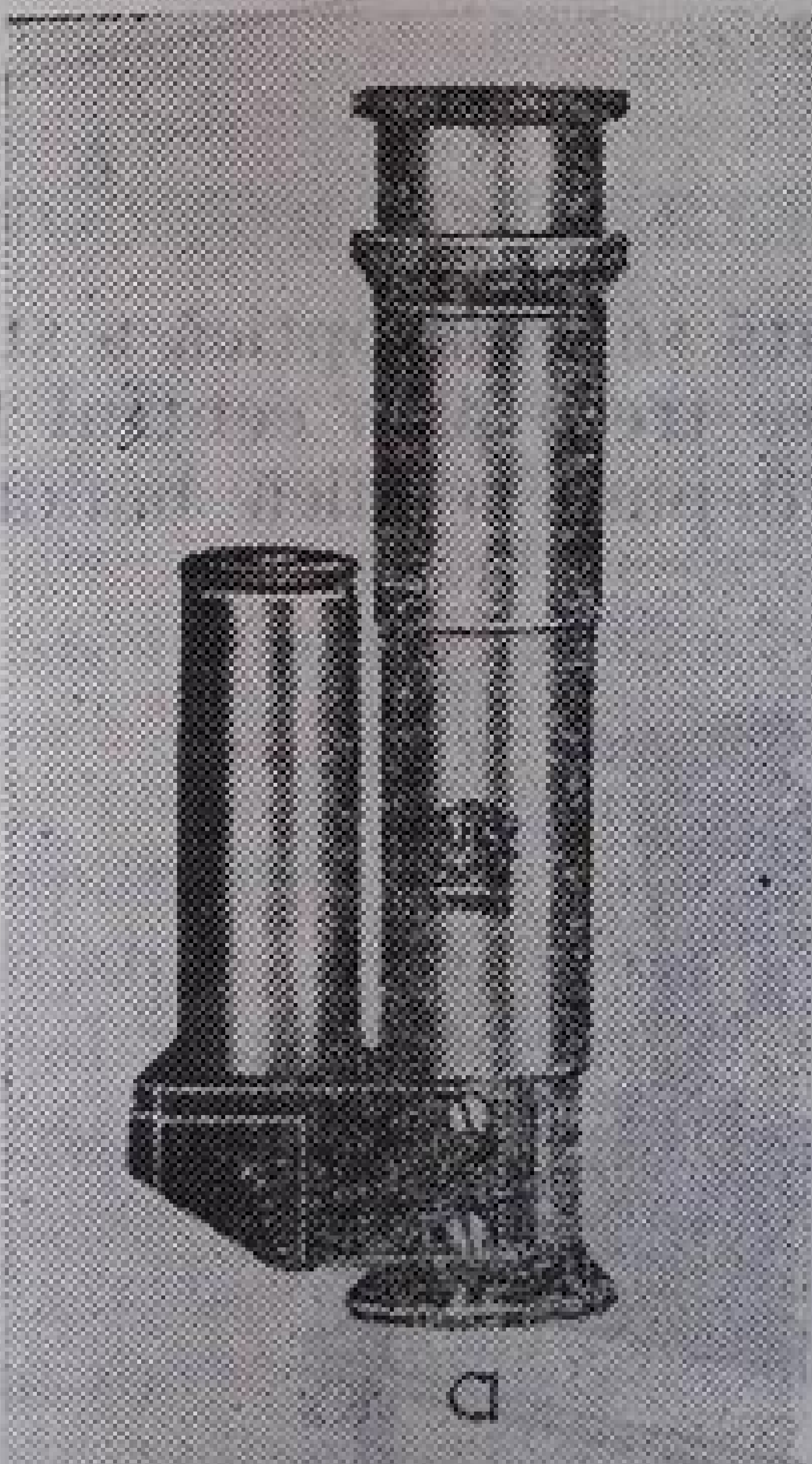
Randamentul cuantic al tuturor ecranelor luminescente este subunitar și, în afară de aceasta, lumina produsă prin luminescență este distribuită izotrop într-un unghi solid de 4π. De aceea, energia care pătrunde în ochi de pe suprafața ecranului luminescent este cu mult mai mică decît în cazul observării directe a spectrului.

Un alt neajuns important al aparatelor vizuale îl constituie caracterul calitativ al analizei. De asemenea, în cazul unor determinări îndelungate ale unor surse cu emisie relativ slabă, ochiul obosește foarte tare.

Avantajul deosebit al aparatelor vizuale îl constituie obținerea rapidă și directă a rezultatelor, prețul lor de cost redus și simplitatea în mînuire.

Spectroscoape de buzunar. Cel mai răspîndit aparat vizual este un aparat mic, așa-numitul spectroscop de buzunar. De obicei, elementul său dispersiv este o prismă cu vizare directă, iar sistemul de focalizare, o lentilă. Astigmatismul pronunțat, propriu unei asemenea scheme, nu are importanță în acest caz.

Unele aparate de acest tip sînt prevăzute cu o fantă de lărgime reglabilă, cu scală de lungimi de undă, care se suprapune peste spectru, și cu un dispozitiv pentru obținerea spectrului de referință.



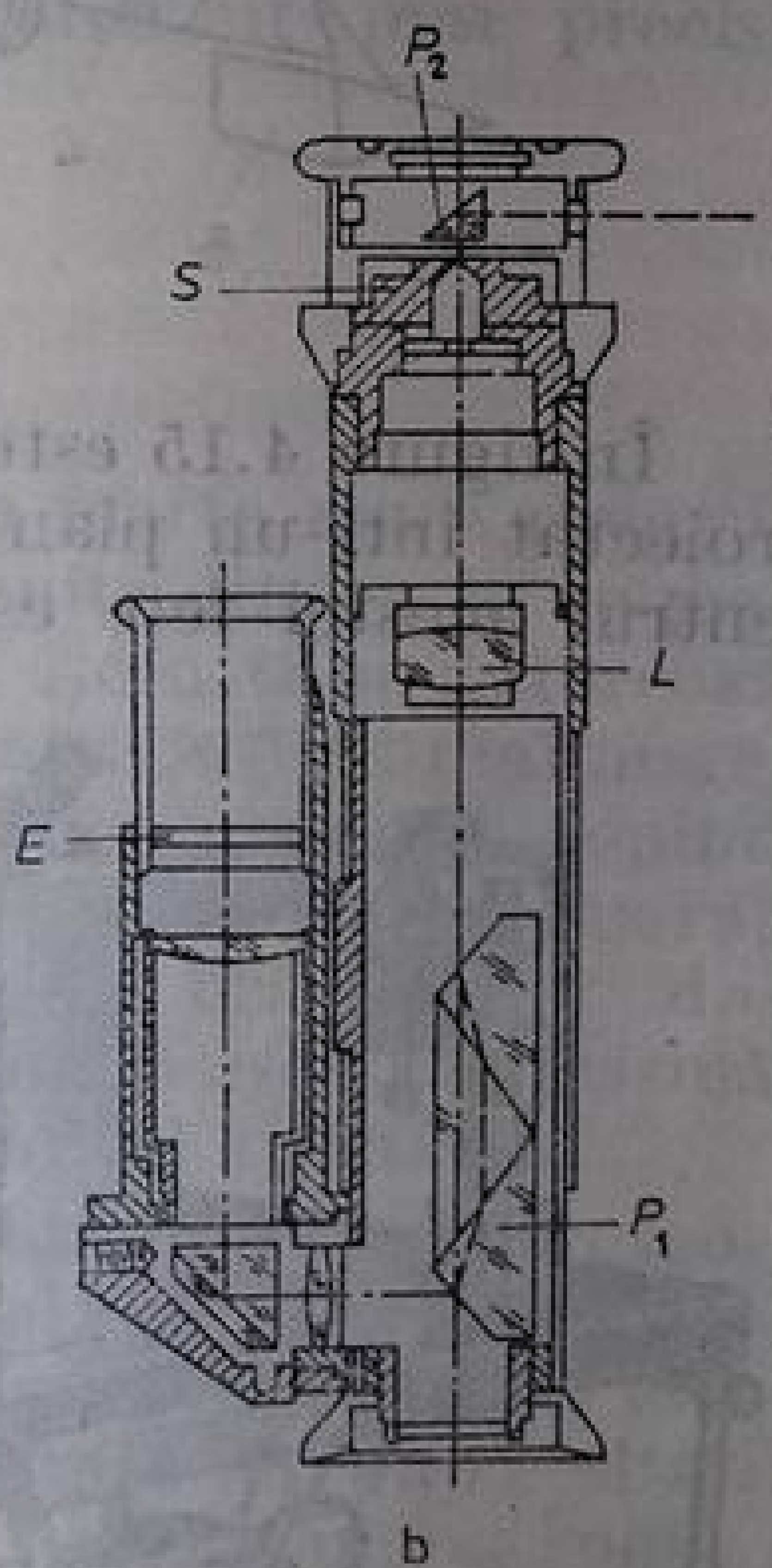


Fig. 4.12. Aspectul exterior (a) și schema optică (b) a spectroscopului de mînă livrat de firma Huet: S — fanta; L — obiectivul; P_1 — prisma Amici; P_2 — prismă rotitoare pentru obținerea unui spectru de comparație; E — scala lungimilor de undă.

Aspectul exterior și schema unui asemenea spectroscop, construit de firma Huet, sînt prezentate în figura 4.12. Puterea de separare a aparatului este în jur de 1000, suficientă pentru identificarea liniilor în spectrele simple — al mercu-

rului, al hidrogenului, al heliului, benzile azotului ş.a. Cu acest instrument pot fi observate comod spectrele de fluorescenţă şi de absorbţie.

Un astfel de spectroscop este necesar în orice laborator. Cu ajutorul lui se poate identifica uneori, uşor şi repede, un anumit gaz, după lumina emisă într-un tub de descărcare, se pot determina marca compoziţiei luminoase sau a metalului din care sînt confecţionaţi electrozii arcului.

Stiloscoape şi stilometre. O altă clasă largă de instrumente vizuale o constituie spectroscoapele specializate pentru analiza spectrală. Sistemul lor dispersiv constă din două sau mai multe prisme, distanţa focală a obiectivelor fiind de 20—40 cm ; ele sînt prevăzute cu dispozitive care permit trecerea de la un interval la altul al spectrului. Aceste aparate au fost destinate iniţial pentru analiza oţelurilor şi au căpătat denumirea de stiloscoape. Aparatele care sînt prevăzute cu un aparat fotometric pentru compararea strălucirilor liniilor se numesc stilometre. Schema celui mai răspîndit stiloscop indigen, СЛ-11А, este dată în figura 4.13. Într-o serie de cazuri este foarte comod un astfel de instrument portabil, care permite analiza spectrelor unor piese grele, care sînt anevoie de transportat pînă la aparat. În acest scop se foloseşte aparatul СЛП-1.

Stiloscopul franţuzesc al firmei Huet este prevăzut cu două colimatoare, care se află sub un unghi de 90° (fig. 4.14a). Datorită acestui fapt, se pot observa concomitent spectrele a două surse, aşa cum se vede din figura 4.14b.

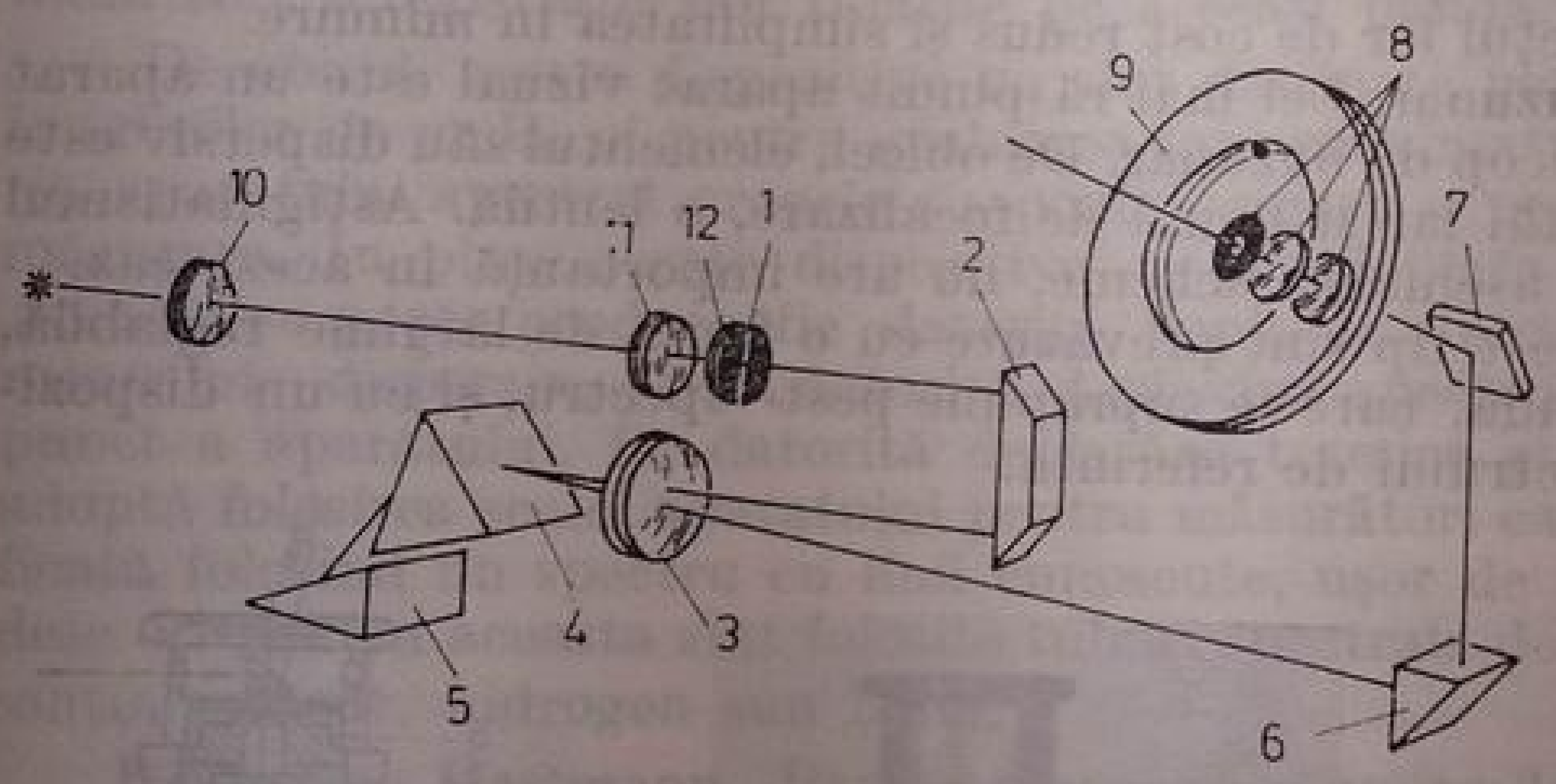


Fig. 4.13. Schema optică a stiloscopului СЛ—11А ; 1 — fanta ; 2, 6 — prisme de schimbare a drumului razelor ; 3 — obiectiv ; 4, 5 — sistemul de dispersie cu autocolimaţie, format din două prisme ; 7 — oglindă ; 8 — ocular ; 9 — pană fotometrică ; 10, 11, 12 — sistemul condensor, din trei lentile.

În figura 4.15 este dată schema optică a stilometrului CT-7. Spectrul este proiectat într-un plan care trece prin centrul feţei ipotenuză a prismei 1. În centrul acestei feţe este depusă o mică bandă de strat reflectant. Astfel, o

Fig. 4.14. Aspectul exterior al stiloscopului livrat de firma Huet (a) şi spectrul a două probe, observat cu ajutorul lui (b).

porțiune a spectrului, incidentă pe această bandă, se reflectă în brațul stîng al aparatului, cealaltă parte în brațul drept al ei. În ambele brațe există penele fotometrice 2 și 3, care permit o variație în limitele largi a raportului

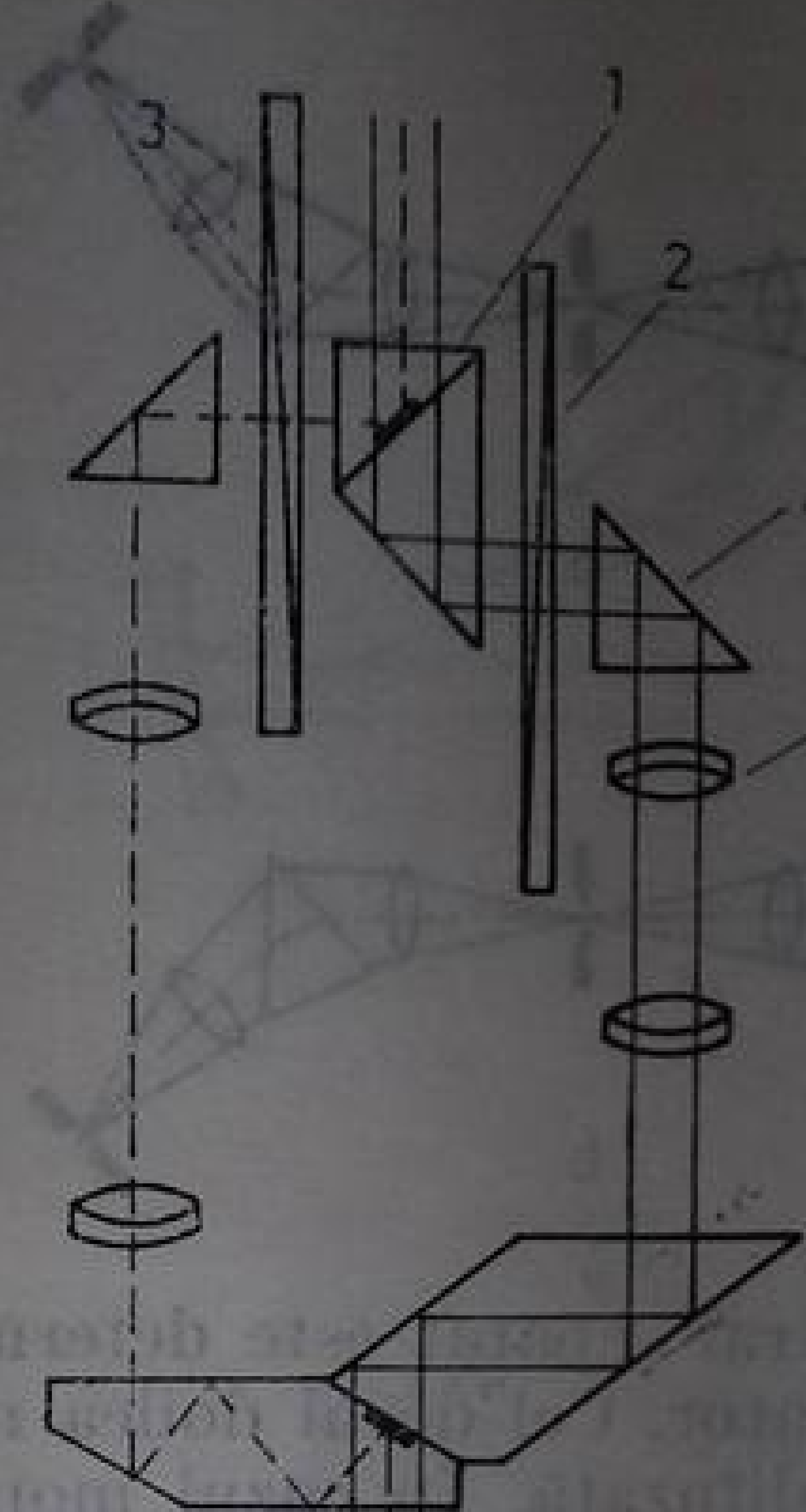


Fig. 4.15. Schema optică a stilometrului CT–7.

dintre coeficienții de transmisie ai ambelor brațe, pentru egalarea strălucirilor liniilor. De fiecare pană este fixată cîte o scală cu diviziuni, care este proiectată pe ecran. Prisma 4 și obiectivul 5 pot fi deplasate longitudinal. În aceste condiții se reușește să se apropie linii spectrale separate în spectru printr-un interval de cîteva zeci de ångströmi atît de mult, încît să apară aproape lipite una de alta. Acest lucru este necesar pentru egalizarea cît mai precisă a strălucirilor liniilor.

§ 3. MONOCROMATOARELE

Construcțiile de monocromatoare se remarcă printr-o foarte mare diversitate. În prezent, aparatele cu lentile și cu prisme sînt înlocuite din ce în ce mai mult cu aparate cu rețele de difracție și cu obiective-oglinzi. Aceasta se datorează mai ales faptului că astfel de aparate trebuie să aibă o luminozitate cît mai mare. În plus, proprietățile lor principale (dispersia și puterea de separare) depind foarte puțin de lungimea de undă, ceea ce permite folosirea unui singur aparat într-un foarte larg domeniu al spectrului. De cele mai dese ori ele sînt dotate cu replici, uneori interșanjabile. Totuși, monocromatoarele cu prismă sînt încă larg răspîndite, în special pentru domeniul vizibil al spectrului.

Monocromatoare duble. Pentru o largă gamă de probleme de spectroscopie este foarte importantă înlăturarea luminii difuzate. Cel mai eficace mijloc de îmbunătățire a capacității de a selecta cît mai monocromatic radiația este folosirea în același aparat a două monocromatoare montate unul după altul. O asemenea construcție se numește monocromator dublu. Într-un monocromator dublu fanta de ieșire a primului monocromator servește ca fantă de intrare pentru cel de al doilea. Există două scheme principale de monocromatoare duble: cu dispersia orientată în același sens și cu dispersia orientată în sensuri opuse

(fig. 4.16). În primul caz, dispersia și puterea de separare a întregului sistem sînt egale cu suma dispersiilor și, respectiv, a puterilor de separare ale ambelor aparate. În cel de al doilea caz dispersia totală este egală cu zero, iar lărgimea

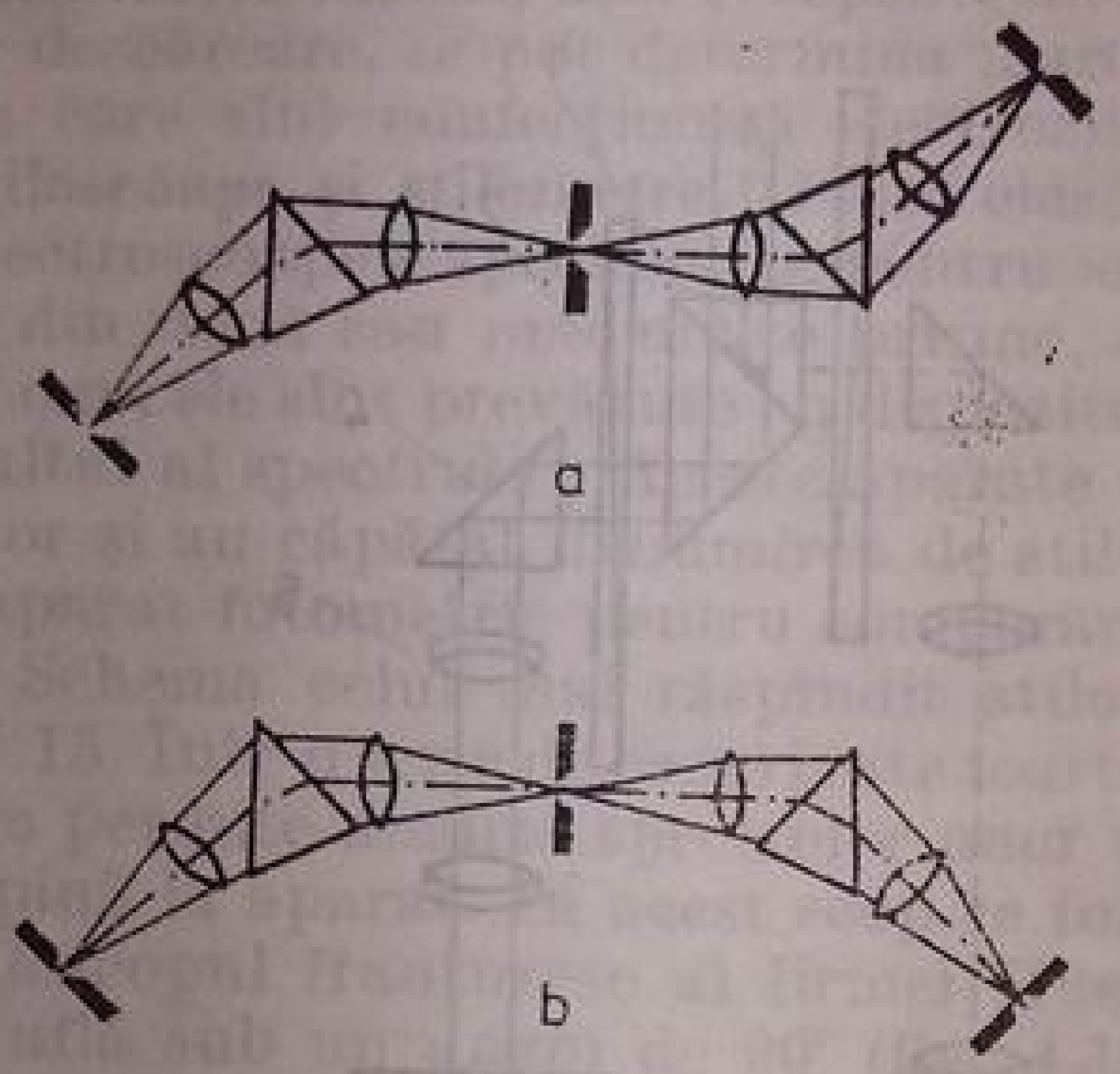


Fig. 4.16. Schema unui monocromator dublu cu dispersiile orientate în sensuri opuse (a) și cu dispersiile orientate în același sens (b).

intervalului spectral separat este determinată de conturul instrumental al primului monocromator. Cel de al doilea monocromator nu face decît să înlăture complet lumina difuzată. În cazul monocromatoarelor cu dispersiile orientate în același sens curbura liniilor spectrale se dublează, pe cînd în cazul monocromatoarelor cu dispersiile orientate în sensuri opuse, curbura provocată de prima prismă sau rețea este compensată de a doua. Acest fapt constituie un avantaj important al celei de a doua variante.

Datorită numărului mare de suprafețe reflectante și refractante, transmisia prin monocromatoarele duble este redusă, iar precizia ce se cere în construcția și ajustarea lor este mult mai pretențioasă ca la monocromatoarele simple. Din această cauză, utilizarea lor este indicată numai în cazurile efectiv necesare.

Multe tipuri de monocromatoare moderne sînt înzestrate cu anexe pentru analiza prin baleiaj și înregistrare fotoelectrică a spectrului, iar uneori și cu casetă pentru înregistrare fotografică.

Monocromatoare cu prismă și cu lentile. Cel mai răspîndit aparat indigen din această clasă este monocromatorul УМ-2, destinat domeniului vizibil al spectrului. Aparatul este înzestrat cu două prisme Abbe. Pentru studiul domeniului roșu al spectrului se utilizează o prismă de flint mai greu (ТФ-3), care are o dispersie mare. Pentru domeniul lungimilor de undă scurte se folosește prisma din sticlă ТФ-1, care este mai transparentă în domeniul violet al spectrului, însă avînd o dispersie mai mică. Secțiunea activă a fasciculului are diametrul de 45 mm. În monocromator se utilizează două obiective acromatice identice, cu distanța focală de 280 mm.

Schema optică a aparatului este dată în figura 4.17a. Prisma poate fi rotită cu ajutorul unui șurub al cărui tambur este divizat în unități arbitrare, ceea ce înseamnă că aparatul trebuie etalonat. Un monocromator simplu și ieftin, realizat după aceeași schemă, a fost produs un timp în atelierele experimentale ale Institutului de cercetări științifice pentru fizică de pe lîngă Universitatea de stat din Leningrad. Tot ele au produs un monocromator dublu, cu dispersiile în același sens, precum și un monocromator de cuarț, cu deviație constantă. Acest ultim aparat conține un sistem de dispersie propus de Friș, care constă din două jumătăți de prismă Cornu, despărțite de o oglindă care se rotește, și dintr-un obiectiv acromatic din cuarț-NaCl.

Monocromatoare cu prisme și cu lentile, de mare luminozitate, sînt livrate de o serie de firme, în particular, monocromatorul Hilger-296, înzestrat cu prisme de cuarț și de sticlă și cu dimensiunile fețelor refractante de 178 × 114 mm².

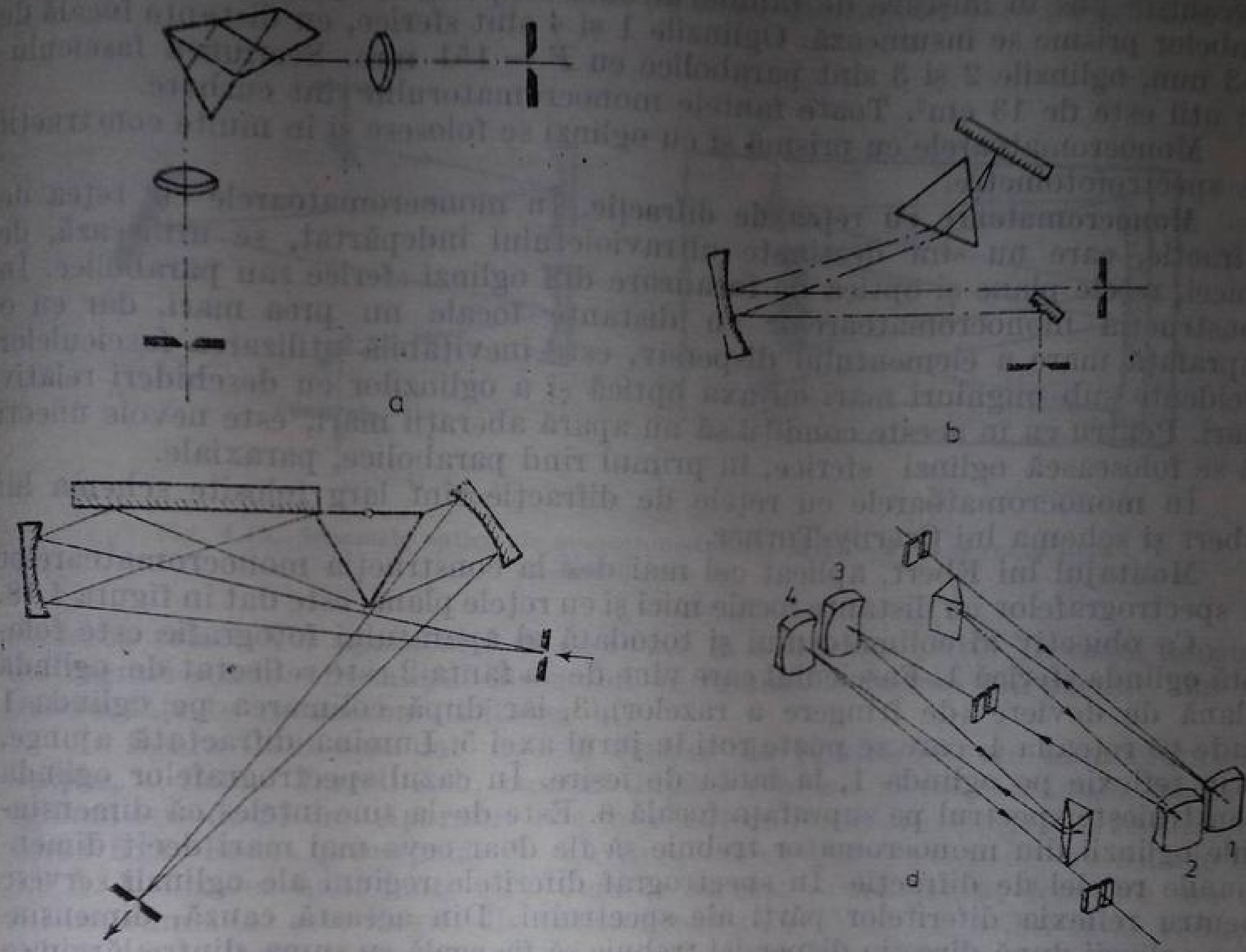


Fig. 4.17. Schemele optice ale monocromatoarelor УМ—2 (a), ЗМР—3 (b), SPM—1, al firmei Zeiss (c) și a monocromatorului dublu ДМР—4(d).

Monocromatoare cu prisme și cu oglinzi. Reprezentantul caracteristic al acestei clase de aparate îl constituie monocromatorul ЗМР-3. Schema lui optică este dată în figura 4.17 b. Prisma aparatului este interșanjabilă — de cuarț sau de sticlă — cu unghiul de refracție de 56° și cu baza de 64 mm. Optica de focalizare este constituită de o oglindă parabolică de aluminiu, cu distanța focală de 270 mm. O oglindă plană se poate roti cu ajutorul unui șurub, înzestrat cu un tambur gradat. Astfel se realizează schimbarea lungimilor de undă. Spre deosebire de monocromatoarele cu deviație constantă, descrise mai sus, în care, pentru orice lungime de undă, prisma se află la minimul de deviație, în monocromatorul ЗМР-3 această condiție este îndeplinită numai pentru lungimea de undă medie. Domeniul spectral în care se poate lucra cu aparatul este 0,22—2,5 μm.

Într-un aparat analog, SPM-1, al firmei Zeiss, este utilizat montajul Wordsworth, care asigură o deviație constantă. Schema optică a aparatului este dată în figura 4.17c. Aparatul este înzestrat cu prisme interșanjabile din cuarț topit, din flint greu, din fluorură de litiu precum și din NaCl, KBr, KRS-5 (TlBr-TlJ). Prismele alcalino-halogenice sînt destinate lucrului în domeniul infraroșu. Fanta de ieșire a monocromatorului este curbată. Distanța focală a ambelor oglinzi este de 352 mm, iar diametrul lor de 53 mm.

În monocromatorul cu două prisme, ДМР-4, elementele dispersive sînt prisme interşanjabile de sticlă şi de cuarţ (fig. 4.17d). Prismele sînt montate într-o schemă cu autocolimaţie. Suporturile lor se rotesc sincron cu ajutorul unui mecanism pus în mişcare de tamburul cu scala lungimilor de undă. Dispersia ambelor prisme se însumează. Oglinzile 1 şi 4 sînt sferice, cu distanţa focală de 343 mm, oglinzile 2 şi 3 sînt parabolice cu $F = 151$ mm. Secţiunea fasciculului util este de 13 cm^2. Toate fantele monocromatorului sînt curbate.

Monocromatoarele cu prismă şi cu oglinzi se folosesc şi în multe construcţii de spectrofotometre.

Monocromatoare cu reţea de difracţie. În monocromatoarele cu reţea de difracţie, care nu sînt destinate ultravioletului îndepărtat, se utilizează, de obicei, reţele plane şi optica de focalizare din oglinzi sferice sau parabolice. În construcţia monocromatoarelor cu distanţe focale nu prea mari, dar cu o suprafaţă mare a elementului dispersiv, este inevitabilă utilizarea fasciculelor incidente sub unghiuri mari cu axa optică şi a oglinzilor cu deschideri relativ mari. Pentru ca în aceste condiţii să nu apară aberaţii mari, este nevoie uneori să se folosească oglinzi sferice, în primul rînd parabolice, paraxiale.

În monocromatoarele cu reţele de difracţie sînt larg folosite schema lui Ebert şi schema lui Czerny-Turner.

Montajul lui Ebert, aplicat cel mai des la construcţia monocromatoarelor şi spectrografelor cu distanţe focale mici şi cu reţele plane, este dat în figura 4.18. Ca obiectiv al colimatorului şi totodată al aparatului fotografic este folosită oglinda sferică 1. Fasciculul care vine de la fanta 2 este reflectat de oglinda plană de deviere (de frîngere a razelor), 3, iar după colimarea pe oglinda 1 cade pe reţeaua 4, care se poate roti în jurul axei 5. Lumina difractată ajunge, prin reflexie pe oglinda 1, la fanta de ieşire. În cazul spectrografelor oglinda construieşte spectrul pe suprafaţa focală 6. Este de la sine înţeles că dimensiunile oglinzii din monocromator trebuie să fie doar ceva mai mari decît dimensiunile reţelei de difracţie. În spectrograf diferitele regiuni ale oglinzii servesc pentru reflexia diferitelor părţi ale spectrului. Din această cauză, dimensiunea oglinzii după direcţia dispersiei trebuie să fie egală cu suma dintre lărgimea reţelei şi lungimea porţiunii fotografiate a spectrului. În monocromatoarele care au distanţa focală mică fasciculele cad pe oglindă sub unghiuri mari faţă de axă, iar montajul lui Ebert conduce la aberaţii importante. Din această cauză, în asemenea monocromatoare se utilizează mai des schema Czerny-Turner, cu

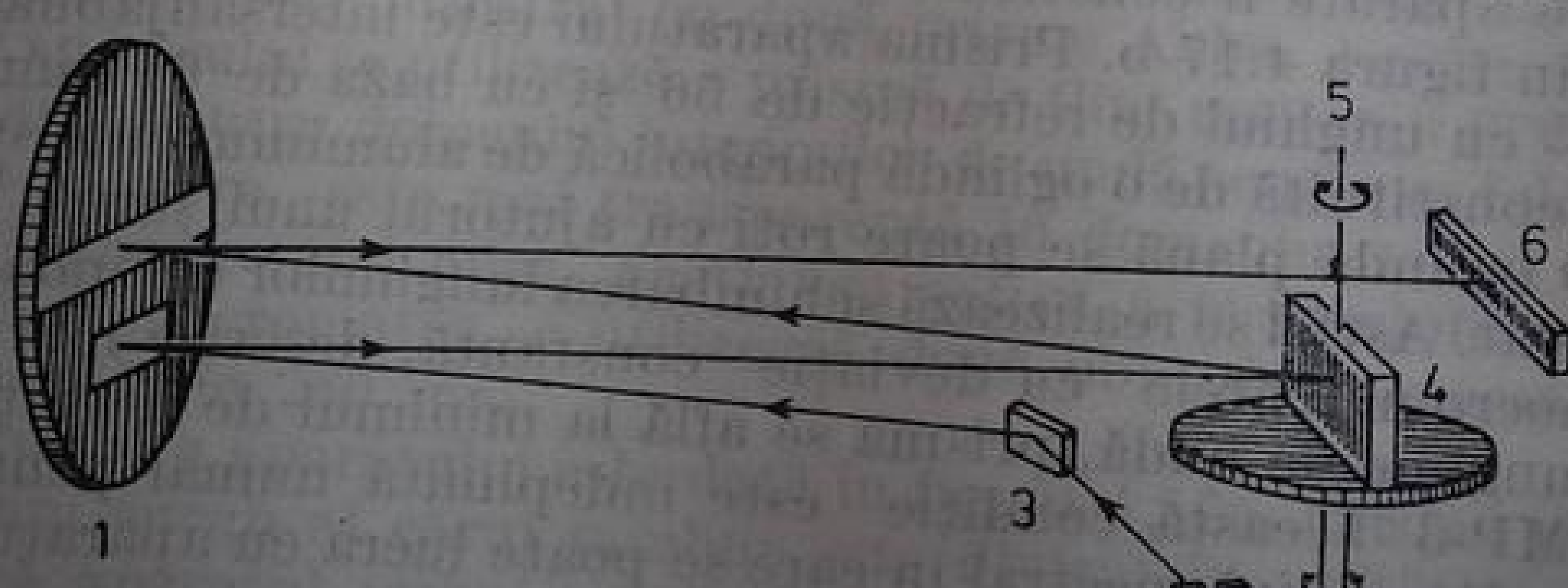


Fig. 4.18. Schema lui Ebert.

două oglinzi. După o asemenea schemă este construit aparatul МДР-2 (fig. 4.19a). Obiectivele sînt oglinzi sferice cu distanţa focală de 400 mm. Aparatul este prevăzut cu trei reţele interşanjabile, cu suprafaţa de 140×150 mm^2, care sînt folosite în primul ordin. Reţelele au respectiv 300 de trăsături pe milimetru,

pentru domeniul spectral 1—2,5 μm, 600 de trăsături pe milimetru, pentru 0,5—1,25 μm și 1200 de trăsături pe milimetru, pentru 0,2—0,6 μm. Cînd este folosită întreaga suprafață a rețelei, aberațiile reduc considerabil puterea de separare. De aceea, aparatul este prevăzut cu două diafragme, care micșorează des-

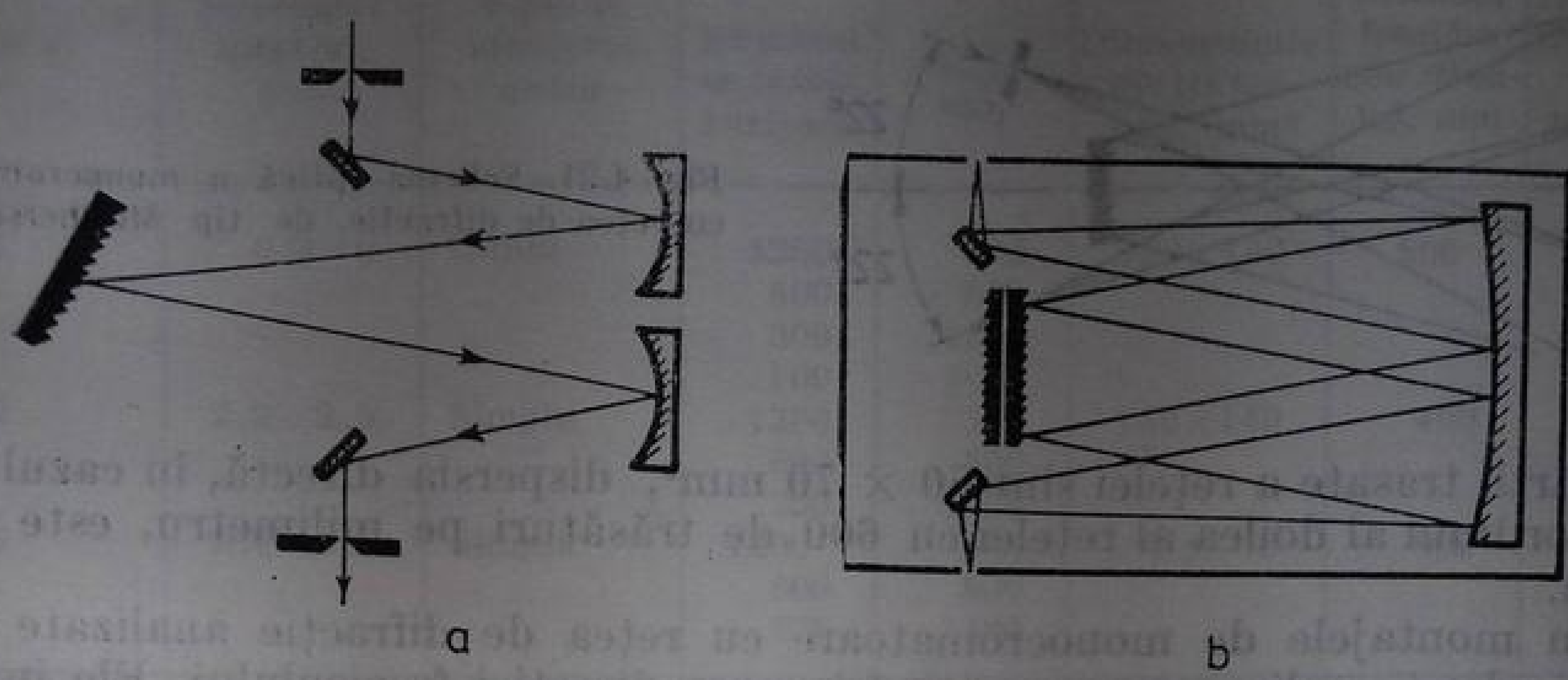


Fig. 4.19. Schemele optice ale monocromatorului МДР—2 (a) și cel al firmei Jarrell Ash (b).

chiderea relativă a aparatului de la 1 : 2,5 la 1 : 10 sau 1 : 15. În cazul folosirii diafragmei scade substanțial fasciculul de lumină la ieșirea din aparat, dar se îmbunătățește monocromaticitatea lui.

În figura 4.19b este dat mersul razelor de lumină într-un monocromator simplu, al firmei Jarrell Ash, montat după o schemă Ebert. Distanța focală a oglinzii este de 25 cm. Aparatul este prevăzut cu fante interșanjabile, cu deschiderea fixă. Fanta principală, de 0,1 mm, corespunde benzii de transmisie de 3,2 Å. Utilizarea unor fante mai înguste nu este avantajoasă, deoarece conturul instrumental este lărgit, din cauza aberațiilor, fiind imposibil să se reducă sub 3—4 Å. Două monocromatoare se pot reuni ușor într-un singur monocromator dublu (fig. 4.20). În acest scop mecanismele de rotire ale rețelelor pot fi ușor cuplate. Un asemenea „monocromator-tandem", este prevăzut cu rețele

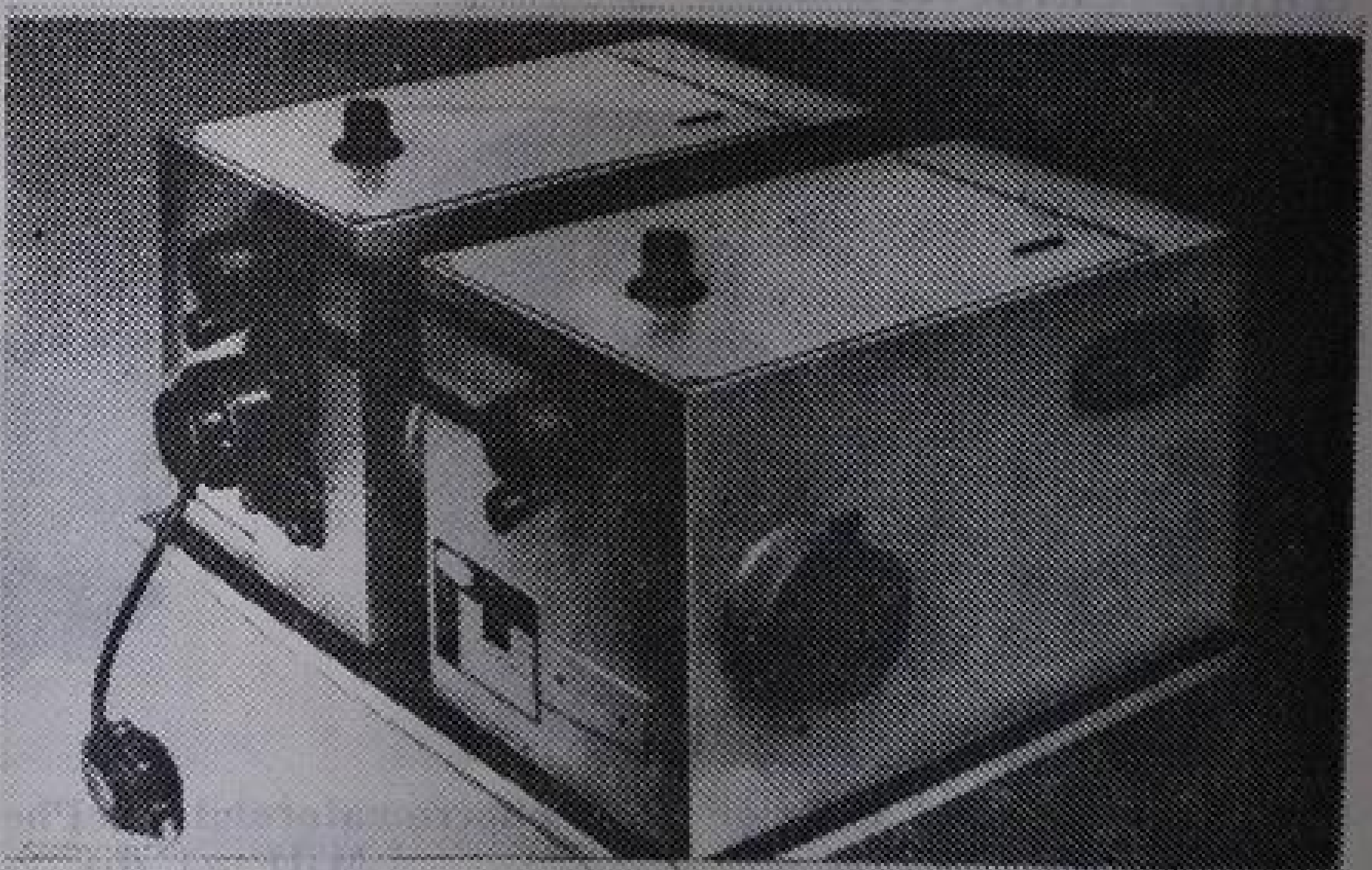


Fig. 4.20. Monocromatorul dublu al firmei Jarrel Ash, construit din două monocromatoare simple.

interșanjabile de 1180 trăsături pe milimetru, care au unghiul de strălucire pentru 3000 și 6000 Å. Aparatul este dotat cu dispozitiv de explorare prin baleiaj fotoelectric al spectrului.

După o schemă asemănătoare este construit monocromatorul СД, livrat de atelierele Institutului de cercetări științifice pentru fizică de pe lîngă Universitatea de stat din Leningrad. Aparatul este destinat domeniului spectral 0,25—1,3 µm. Distanța focală a oglinzii colimatoare este de 700 mm, dimensiu-

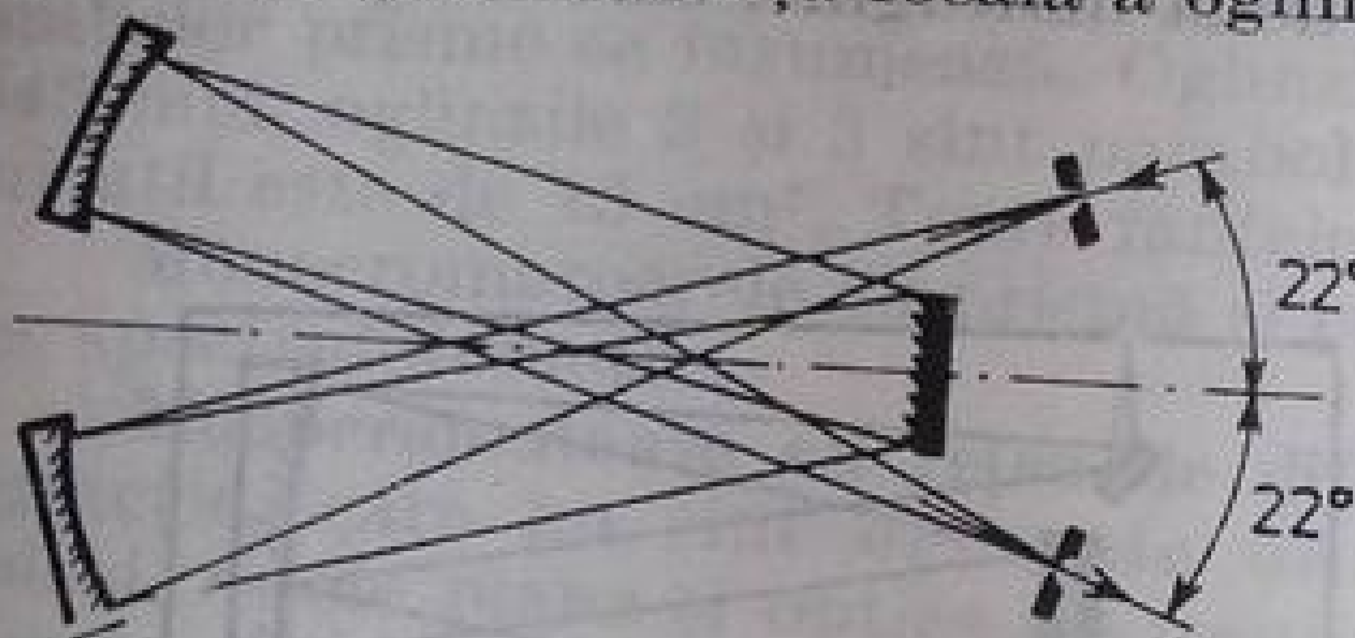


Fig. 4.21. Schema optică a monocromatorului cu rețea de difracție, de tip McPherson—218.

nile părții trasate a rețelei sînt 80 × 70 mm², dispersia directă, în cazul lucrului în ordinul al doilea al rețelei cu 600 de trăsături pe milimetru, este de 12 Å/mm.

În montajele de monocromatoare cu rețea de difracție analizate există oglinzi plane suplimentare pentru frîngerea direcției fasciculului. Ele introduc pierderi suplimentare de lumină și constituie surse de difuzie suplimentară a radiației. În monocromatorul firmei McPherson, cu fascicule încrucișate, aceste neajunsuri sînt înlăturate. Modelul 218 are schema dată în figura 4.21. Oglinda asferică are distanța focală 30 cm. Șase rețele de difracție interșanjabile (75—2 400 trăsături pe milimetru) permit utilizarea aparatului de la 1050 Å pînă la 16 µm. Pentru lucrul în domeniul lungimilor de undă mai mici de 2000 Å aparatul poate fi vidat. Construcția suportului rețelei și a rețelelor înseși permit schimbarea lor ușoară, fără a mai fi nevoie de vreo focalizare suplimentară a aparatului. Monocromatorul este înzestrat cu dispozitiv fotoelectric, care permite înregistrarea spectrului, explorîndu-l manual sau cu un motoraș care are douăsprezece viteze. Aspectul exterior al aparatului, fără sistemele de vidare și de înregistrare este prezentat în figura 4.22a.

În prezent industria indigenă livrează trei tipuri de monocromatoare cu rețea de difracție, construite după schema lui Ebert-Fast. Ele sînt dotate cu rețele de difracție interșanjabile, destinate folosirii în diferite domenii ale spectrului. Caracteristicile principale ale acestor monocromatoare sînt date în tabelul 4.1, iar în figura 4.22 b este dat aspectul exterior al aparatului МДР-1.

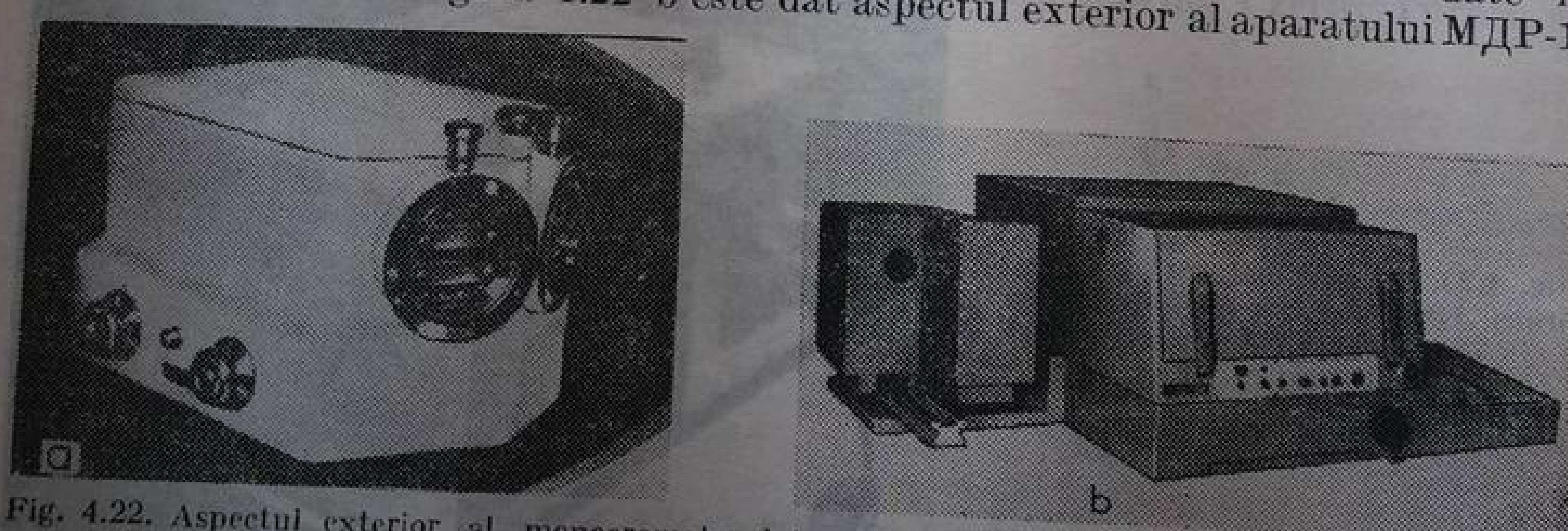


Fig. 4.22. Aspectul exterior al monocromatorului McPherson—218 (a) și al monocromatorului МДР—1 (b).

Monocromatorul cu distanță focală mică, proiectat după schema lui Ebert, este livrat de atelierele experimentale ale Institutului de cercetări științifice pentru fizică de pe lîngă Universitatea de stat din Leningrad, sub denumirea de

Tabelul 4.1

Parametrii monocromatoarelor cu rețele de difracție

Aparatul	Intervalul spectral, μm	Tipul de monocromator	Parametrii rețelelor			Distanța focală a obiectivului, mm	Dispersia liniară inversă, nm/mm
			Numărul de trăsături/mm	λ_{max} nm,	Dimensiunile părții trasate, mm²		
МДР–1	0,2–6	Dublu	1200	300	150×140	500	0,8
			600	600			1,6
			300	1300			3,2
			100	3000			9,6
МДР–2	2,2–2,5	Simplu	1200	300	150×140	400	2,0
			600	600			4,0
			300	1300			8,0
МДР–3	0,2–2,2	Simplu	1200	300	75× 75	600	1,3
			600	600			2,6
			300	1300			5,2

ДАС-1. Oglinda acestui aparat are distanța focală de 2 m. El este prevăzut cu o rețea care are 1200 sau 600 de trăsături pe milimetru și o suprafață de 8×9 cm². Pentru fante de 0,01 mm puterea de separare teoretică a rețelei se realizează integral. Explorarea spectrului se obține prin rotirea rețelei, iar înregistrarea cu un fotomultiplicator cu potențiometru inscriptor.

Schema lui Czerny-Turner se folosește în monocromatorul dublu ДФС-12. În acest aparat este utilizată o schemă originală a rețelelor, anume „spate în spate" (fig. 4.23). Ambele rețele se rotesc în jurul unei singure axe, ceea ce permite corelarea automată a unghiurilor de rotire. În monocromatoarele duble construite după alte scheme acest lucru se realizează cu ajutorul unor dispozitive mecanice de precizie. Spectrul este înregistrat fotoelectric și înscris cu ajutorul unui potențiometru electronic.

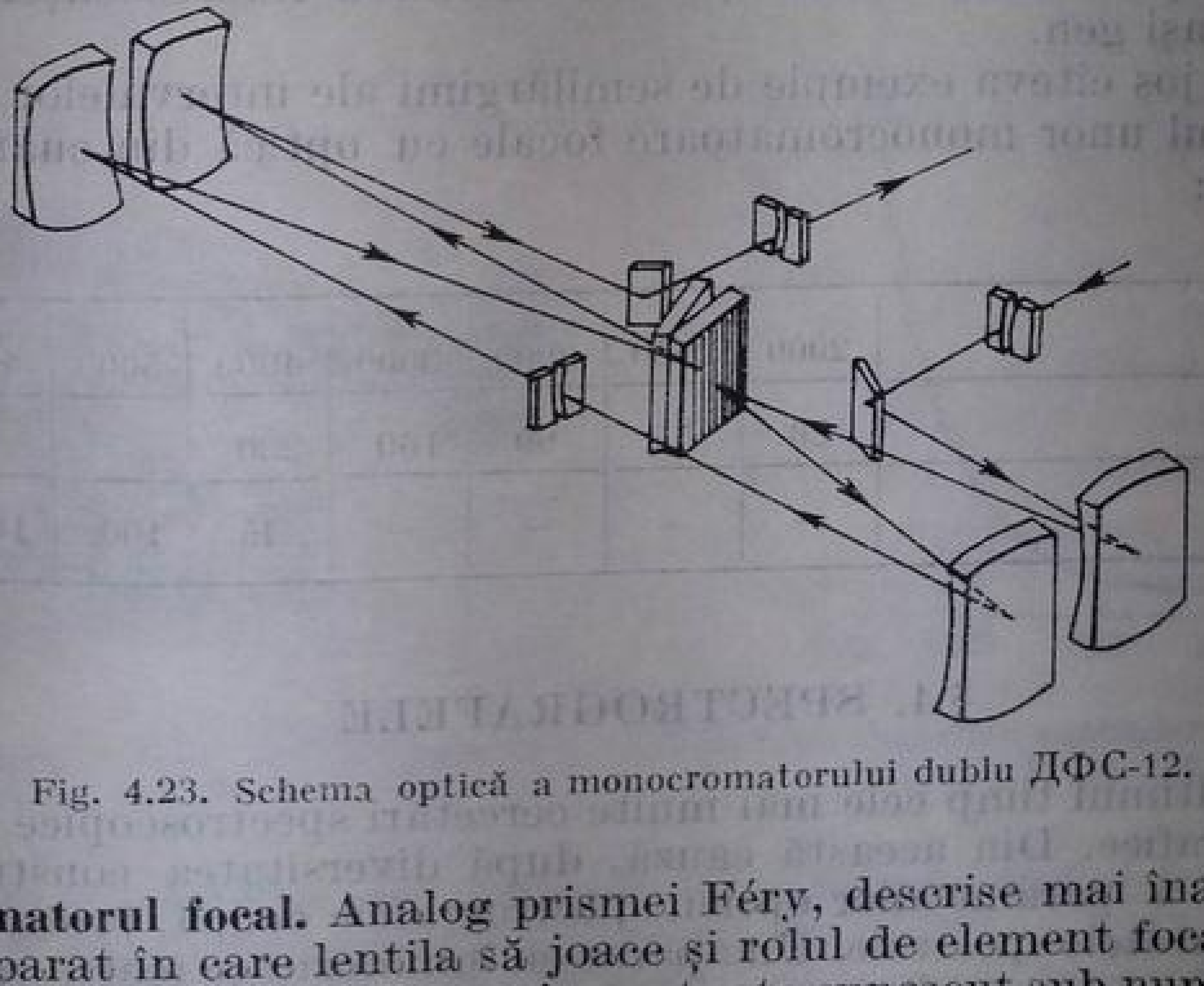


Fig. 4.23. Schema optică a monocromatorului dublu ДФС-12.

Monocromatorul focal. Analog prismei Féry, descrise mai înainte, se poate construi un aparat în care lentila să joace și rolul de element focal și pe cel de element dispersiv. Un asemenea aranjament este cunoscut sub numele de mono-

cromator focal. Una dintre posibilele scheme ale acestui aparat este dată în figura 4.24. Lumina de la sursa punctuală 1, care poate fi o scînteie, o lampă de înaltă presiune ori un orificiu într-un ecran opac, luminat de o sursă întinsă, este focalizată de lentila 2, al cărei centru este acoperit de ecranul 3. Datorită

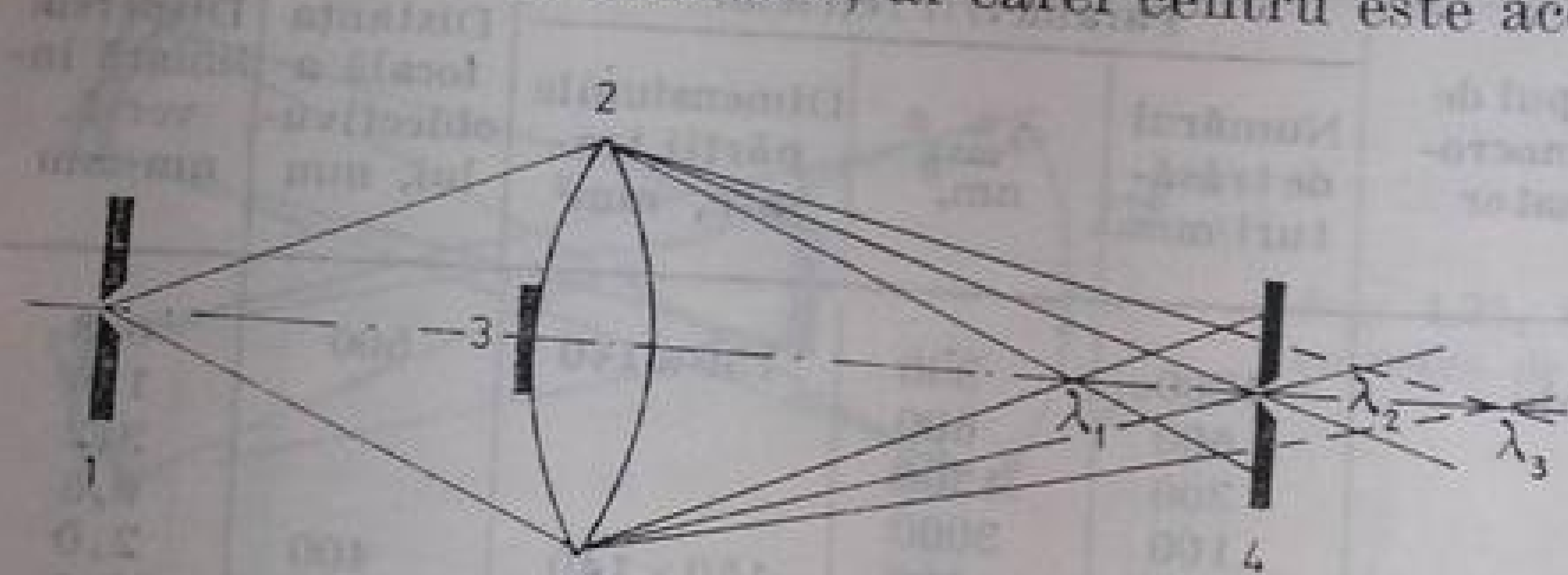


Fig. 4.24. Schema de principiu a unui monocromator focal.

aberației cromatice, focarele razelor de lungimi de undă λ_1, λ_2 şi λ_3 se află la distanțe diferite de suprafața lentilei. Dacă se aşază într-un loc corespunzător diafragma 4, al cărei diametru este egal cu diametrul imaginii diafragmei 1, atunci aceasta permite să treacă numai radiațiile cu lungimea de undă λ_2. Ecranul care acoperă partea centrală a lentilei creează un con de umbră, permițînd ca intervalul de spectru astfel separat să fie suficient de pur. Pentru variația lungimii de undă a radiației emergente se poate deplasa de-a lungul axei optice fie una dintre diafragme, fie chiar lentila. Un asemenea aranjament are o luminozitate mai mare decît monocromatoarele cu prismă obişnuite, însă puterea de separare a unui aparat de acest tip este relativ mică. De aceea, se pot folosi lentile cu deschideri relative mari, dar de calitate optică mai modestă, printre care lentile goale, umplute cu lichide ce au dispersia mare.

Uneori se utilizează monocromatoare focale montate după scheme mai complicate, cu una şi mai multe lentile, ceea ce permite o mai bună monocromaticitate. Dimensiunile şi construcția lor se pot modifica între limite largi, în funcție de mărimea dorită a fluxului luminos şi de gradul de monocromaticitate, precum şi de piesele optice care sînt puse la dispoziția constructorului. Monocromatoarele focale sînt folosite mai ales pentru separarea domeniului ultraviolet al spectrului, necesar pentru excitarea fluorescenței şi pentru alte lucrări de acelaşi gen.

Dăm mai jos cîteva exemple de semilărgimi ale intervalelor spectrale separate cu ajutorul unor monocromatoare focale cu optică din cuarț şi cu optica din sticlă [6]:

λ, Å	2000	2600	3000	3600	4000	5000	6000	7000	7500
$\Delta\lambda$, Å (cuarț)	26	55	90	160	230	—	—	—	—
$\Delta\lambda$, Å (sticlă)	—	—	—	—	45	100	180	290	360

§ 4. SPECTROGRAFELE

Pînă în ultimul timp cele mai multe cercetări spectroscopice se făceau prin metode fotografice. Din această cauză, după diversitatea construcțiilor, a dimensiunilor şi a parametrilor optici, spectrografele ocupă, probabil, primul loc între toate aparatele spectrale. Un aparat cu luminozitate foarte mare, cum este cel folosit pentru fotografierea spectrului de luminescență al cerului noaptea,

va avea o distanță focală a obiectivului fotografic de numai cîțiva centimetri. Dimpotrivă, raza de curbură a rețelei concave a marelui spectrograf al Biroului American de Standarde (NBS), destinat pentru măsurători exacte de lungimi de undă, atinge 10,7 m (fig. 4.25).

Fig. 4.25. Aspectul general al spectrografului NBS, de 10,7 m.

Spectrografele se subîmpart în aparate pentru domeniul vizibil și aparate pentru domeniul ultraviolet. În ambele cazuri se folosesc de obicei sisteme cu o singură prismă și sisteme cu mai multe prisme precum și rețele plane sau rețele concave.

Aparate cu prismă, pentru domeniul vizibil. Principalul sistem dispersiv al aparatelor destinate domeniului vizibil al spectrului îl constituie sistemul cu trei prisme al lui Versterling, descris mai înainte. Cel mai răspîndit aparat construit după o asemenea schemă este spectrograful ИСП-51 (fig. 4.26). Prismele acestui aparat sînt confecționate din sticla ТФ-1. Baza prismei este de 70 mm,

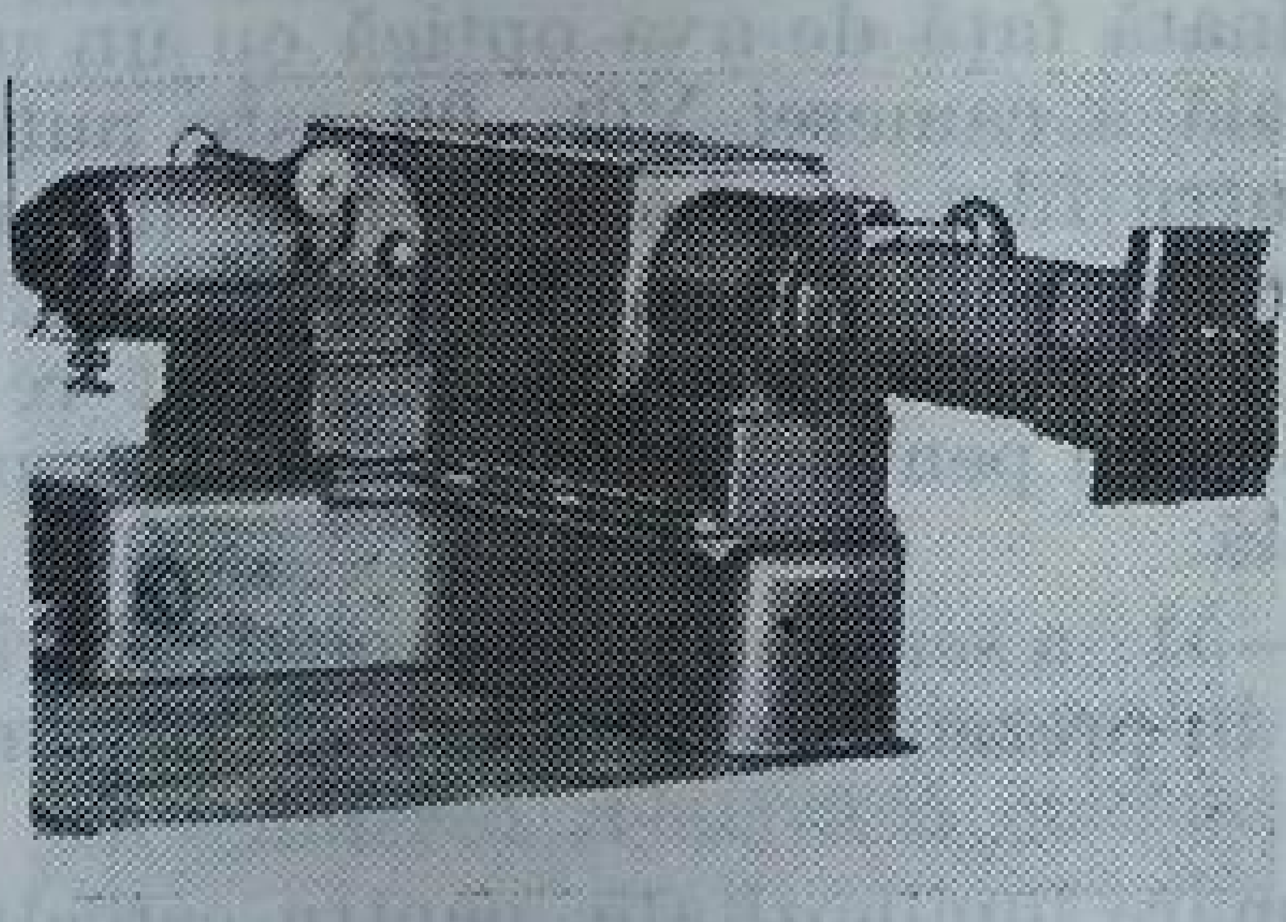


Fig. 4.26. Spectrograful ИСП—51 cu un aparat fotografic care are $F = 270$ mm.

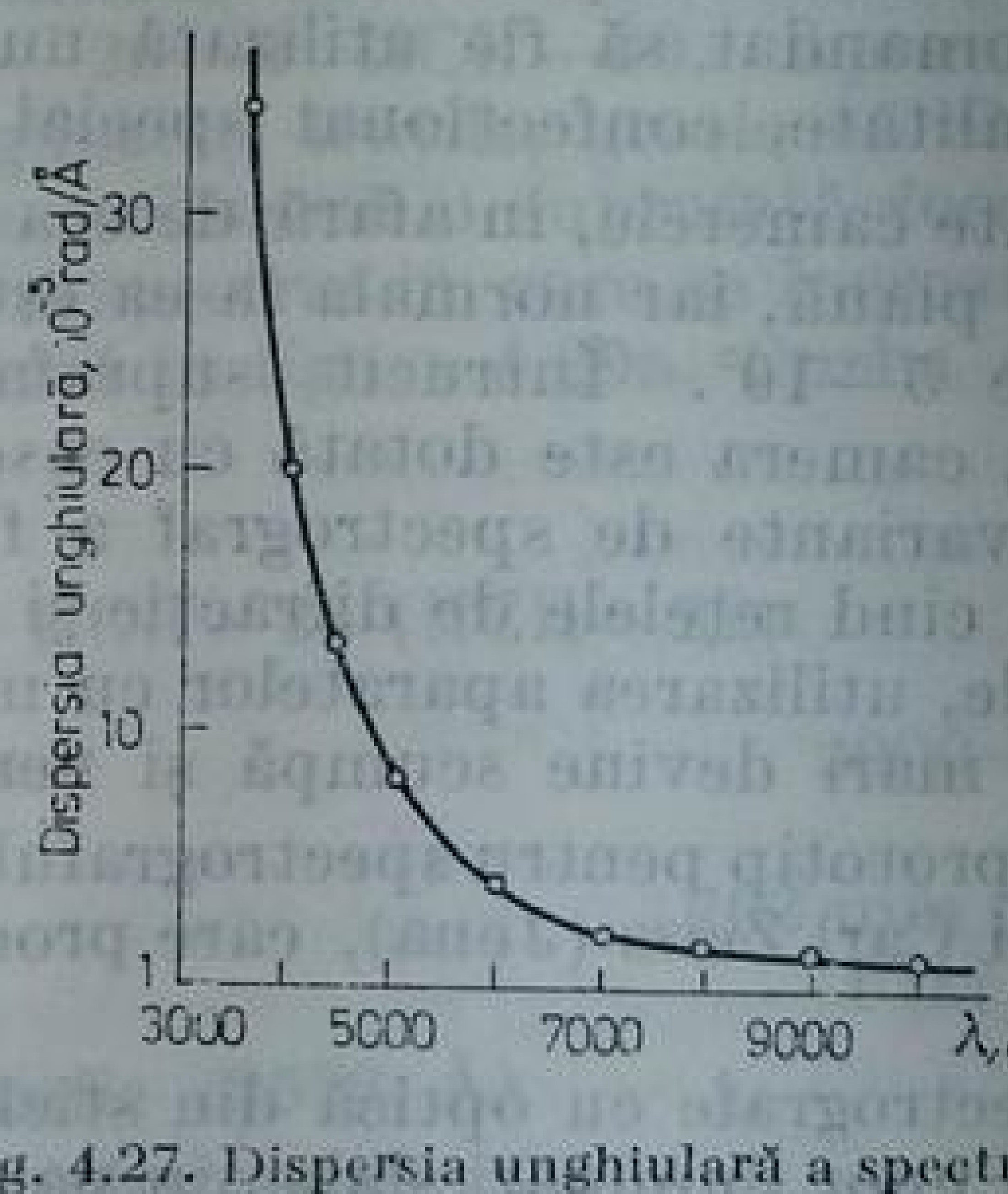


Fig. 4.27. Dispersia unghiulară a spectrografului ИСП—51.

unghiul de refracție fiind de 63°. Dispersia unghiulară, cînd sistemul de prisme este la minimul de deviație, pentru lungimea de undă $\lambda = 4713$ Å, este reprezentată în figura 4.27. Spectrograful ИСП-51 are o serie de camere de schimb.

Camera cu obiectivul de 120 mm are deschiderea relativă $d/F = 1:2,3$. Avînd în vedere grosimea mare a obiectivului format din două lentile acromatice, razele înclinate sînt puternic diafragmate, astfel încît aria suprafeței active a fasciculului, la extremitățile spectrului, este mult mai mică decît în partea sa centrală. Din această cauză, domeniul spectral pentru care este necesară o luminozitate mare trebuie să fie adus prin rotirea prismei în mijlocul spectrului. Prin rotirea prismelor ele vor rămîne la minimul de deviație pentru raza care se propagă de-a lungul axei optice a camerei. Distanța focală a obiectivului colimatorului este de 404 mm. Deci un spectrograf care are distanța focală $F = 120$ mm va produce o micșorare de două ori și jumătate. Deoarece placa fotografică nu permite de obicei o rezoluție mai mare de 100 linii pe milimetru, atunci cînd se folosește un obiectiv fotografic de distanță focală mică, lărgimea fantei spectrografului nu poate fi micșorată decît pînă la cel mult 0,03—0,05 mm.

Lungimea totală a spectrului (3600—10 000 Å), obținut cu un obiectiv fotografic ce are distanța focală $F = 120$ mm, este de 46 mm, putînd fi cuprins ușor de o placă de 6×9 cm², cum sînt cele pentru care este prevăzută caseta aparatului.

Cea de-a doua cameră are distanța focală de 270 mm. În acest caz aparatul are o mărire de 0,89 ; deschiderea relativă a obiectivului fotografic este de 1 :5,5. Lungimea totală a spectrului este de 106 mm, astfel încît nu mai încape pe o placă de nouă centimetri. La aparatul ИСП-51 poate fi folosită camera УФ—89 (УФ—84), care are distanța focală de 800 mm. În acest caz colimatorul standard se înlocuiește cu colimatorul УФ—61, care are un obiectiv cu $F =$ 800 mm. Curba dispersiei liniare inverse a aparatului cu camera УФ—89 a fost dată în figura 3.13.

Pentru spectrograful ИСП—51 se livrează și camera cu autocolimație, УФ—90, care are distanța focală de 1300 mm. În acest caz, în locul colimatorului se pune o oglindă plană, iar sistemul se transformă într-un sistem cu șase prisme. Montarea unei camere УФ—90 la spectrograful ИСП—51 și menținerea sistemului obișnuit de prisme este practic inutilă. Pentru o dispersie atît de mare, cum este cea care se obține cu camera УФ—90 într-un montaj cu autocolimație, defectele prismelor obișnuite devin sesizabile. De aceea, camera УФ—90 este recomandat să fie utilizată numai împreună cu un sistem de prisme de înaltă calitate, confecționat special (ИСП—51А).

Toate camerele, în afară de cea cu autocolimație, au suprafața focală suficient de plană, iar normala la ea este înclinată față de axa optică cu un unghi mic, de 5—10°. Întrucît suprafața focală a camerei УФ—90 este puternic curbată, camera este dotată cu casetă pentru film. Curba dispersiei inverse a acestei variante de spectrograf a fost, de asemenea, dată în figura 3.13. În prezent, cînd rețelele de difracție și replici ale lor de înaltă calitate sînt relativ accesibile, utilizarea aparatelor cu multe prisme pentru obținerea unei dispersii cît mai mari devine scumpă și nerațională.

Ca prototip pentru spectrograful ИСП—51 a servit aparatul cu trei prisme al firmei Carl Zeiss (Jena), care produce și în prezent spectrografe cu parametri analogi.

Spectrografe cu optică din sticlă, de mare luminozitate, pentru cercetarea în cazul unor iluminări slabe, în particular iluminarea cerului noaptea, produce firma franceză Huet. În figura 4.28 este dată fotografia unui asemenea aparat. Caracteristicile lui principale sînt : distanța focală a obiectivului colimatorului, $F = 1350$ mm, diametrul acestuia, 240 mm ; distanța focală a obiectivului fotografic, $F = 160$ mm, diametrul lui, 246 mm ; $D/F = 1:0,65$. Sistemul de dispersie este format din două prisme din flint greu, cu unghiul de refracție de 50°.

Lungimea feței refractante este de 330 mm, iar înălțimea ei de 240 mm. Lungimea spectrului în intervalul 4340–7680 Å este de 125 mm. Dispersia liniară inversă în domeniul albastru este de 135 Å/mm, iar în capătul roșu al spectrului de 360 Å/mm.

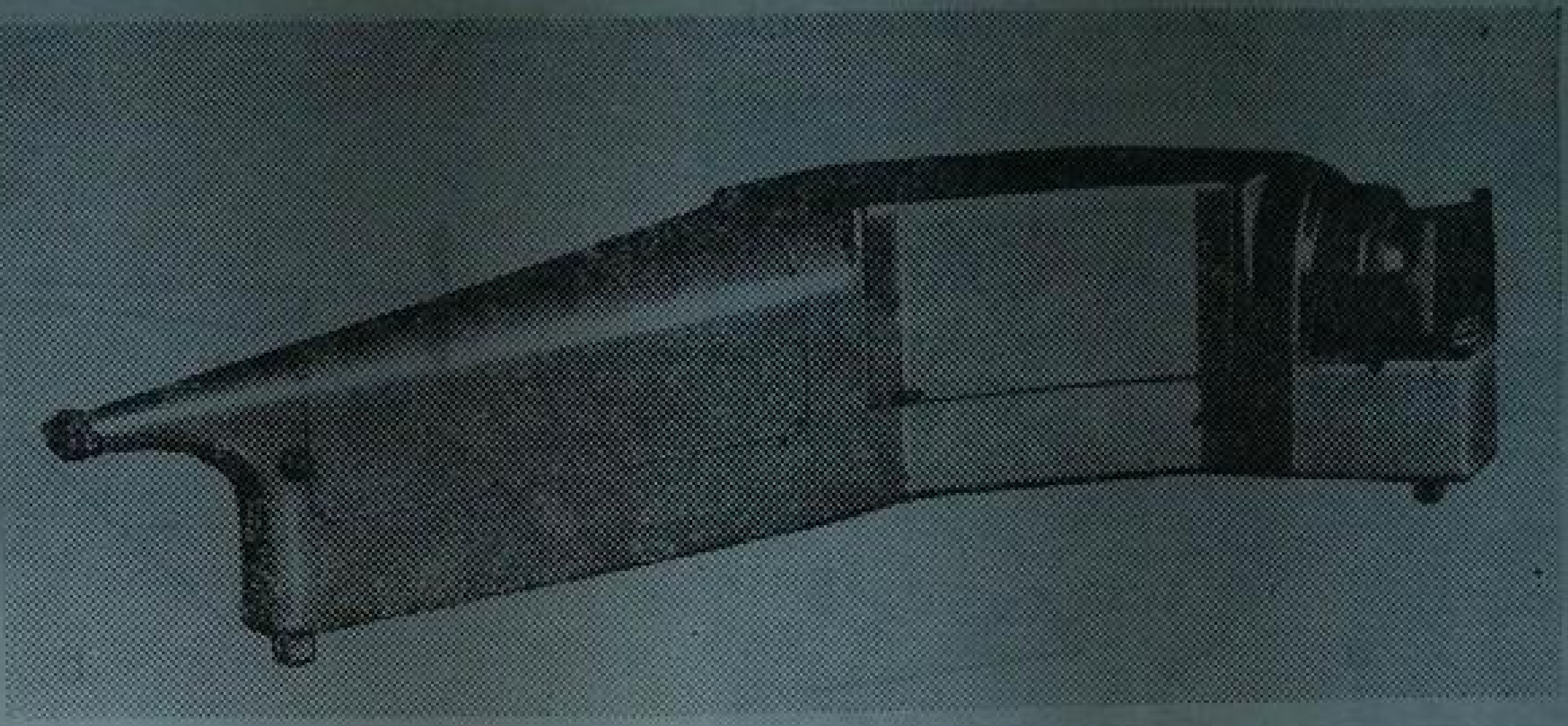


Fig. 4.28. Un spectrograf de mare luminozitate al firmei Huet.

Spectrografe cu prismă pentru domeniul ultraviolet. Nu de multă vreme, toate spectrografele cu prismă, pentru domeniul ultraviolet, erau realizate cu piesele optice din cuarț cristalin. Însă datorită anizotropiei optice a cuarțului (dublă refracție și rotirea planului de polarizare) construcția unor aparate cu mai multe prisme a devenit practic imposibilă. Prisma Cornu și prisma cu autocolimație de 30°, echivalentă ei, reduc la zero influența anizotropiei cuarțului numai pentru razele care se propagă strict la minimul de deviație. Într-un spectrograf acestei condiții îi corespunde numai un interval foarte restrîns de la mijlocul spectrului, iar la marginile spectrului liniile sînt despicate. La trecerea printr-o a doua prismă despicarea liniilor s-ar intensifica, iar conturul instrumental nu numai că nu s-ar îngusta, ci chiar s-ar lărgi, ceea ce face ca introducerea unei a doua prisme să fie lipsită de sens.

Aparatul de bază pentru studiul domeniului 2200–4000 Å este spectrograful ИСП–22 și variantele sale ИСП–28 și ИСП–30. Aparatele sînt construite după o schemă originală, cu oglinzi și lentile, grație căreia, dar și datorită dimensiunilor mici ale prismei, se realizează o suprafață focală practic plană pe întreaga întindere a domeniului spectral în care se lucrează (de la 2000 la 6000 Å). Schema aparatului este dată în figura 4.29a. Curba dispersiei lui inverse este dată în figura 3.13.

Datele tipice ale aparatului ИСП–28 (ИСП–22)

Domeniul spectral	2000–6000 Å
Lungimea spectrului	220 mm
Distanța focală a colimatorului	703 mm (600 mm)
Deschiderea relativă a colimatorului	1 :17,5 (1 :15)
Distanța focală a obiectivului fotografic (2573 Å)	830 mm
Deschiderea relativă a obiectivului fotografic	1 :21
Dimensiunile prismei Cornu:	
unghiul de refracție	60°
baza	47 mm
înălțimea	30 mm

Aparatele ИСП—22 și ИСП—28 se deosebesc numai prin distanța focală a colimatorului. Un aparat bine pus la punct trebuie să separe complet tripletul fierului de la 3100 Å (3100,67 ; 3100,31 ; 3099,97 Å). Spectrograful funcționează cu o mărire mică de 1,2 — 1,5. Prisma este fixată la minimul de deviație pentru $\lambda = 2573$ Å.

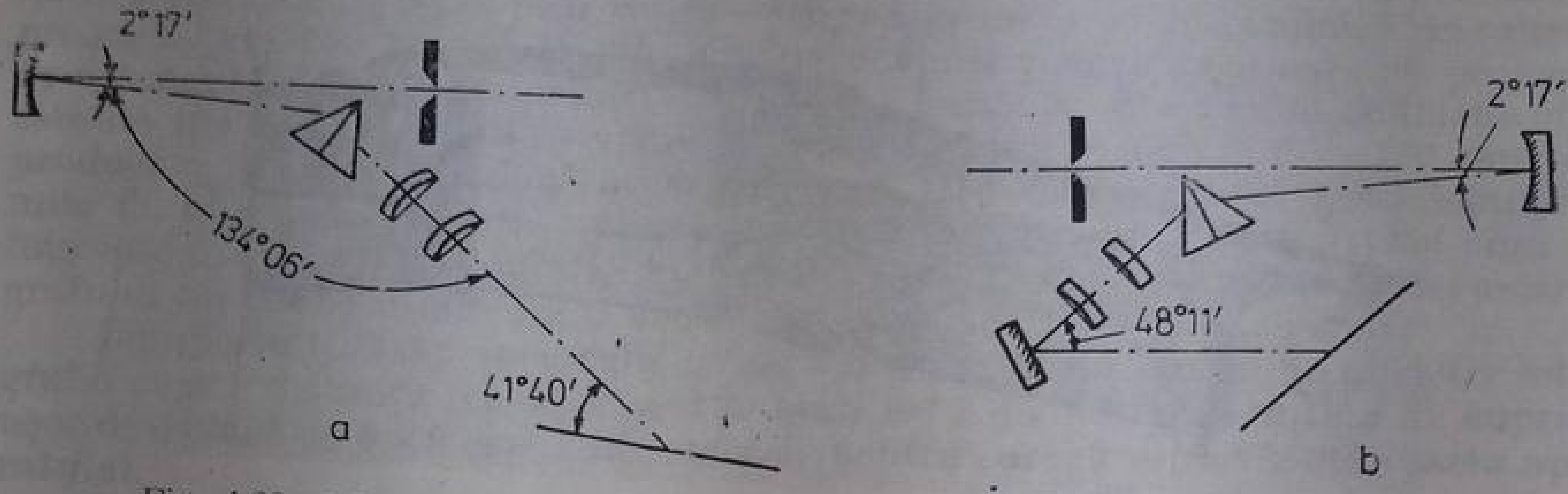


Fig. 4.29. Schemele optice ale spectrografelor ИСП—28 (a) și ИСП—30 (b).

Spectrograful ИСП—30 se deosebește de modelele precedente prin existența unei oglinzi plane, care modifică mersul razelor după prismă (fig. 4.29b). Acest fapt permite micșorarea dimensiunilor aparatului. În acest caz se micșorează însă cu aproximativ 20% transmisia aparatului, apare o sursă suplimentară de lumină difuzată și de deformări ale frontului de undă, datorate defectelor oglinzii.

Spectrografele descrise se disting printr-o luminozitate relativ mică și din acest punct de vedere ele sînt depășite substanțial de aparatul Q—24 sau de spectrograful E—498 al firmei Hilger. Curba de dispersie a spectrografului Q—24 este dată în figura 3.13.

Datele tehnice ale spectrografului Q—24

Prismă Cornu de 60°:	
fața refractoare	63 × 44 mm²
Obiectivele	
distanța focală a obiectivului colimatorului	540 mm ($\lambda = 2558$ Å)
distanța focală a obiectivului fotografic	500 mm ($\lambda = 2558$ Å)
diametrele ambelor obiective	55 mm
Deschiderea relativă utilă (se modifică cu ajutorul diafragmei iris)	1 : 11,2 — 1 :30
Domeniul spectral	2000—5800 Å
Lungimea unui spectru	223 mm

Spectrografele descrise se referă la modelele mici sau medii. Cu mai bine de 40 de ani în urmă a început fabricarea spectrografelor mari din cuarț sau din cuarț și sticlă. Începutul lor a fost făcut cu spectrograful E—1 al firmei Hilger, apoi firma Zeiss a realizat aparatul QG—55. Puțin timp după război s-a realizat și la noi spectrograful analog KC—55, care, mai tîrziu, a fost înlocuit cu aparatul KCA—1. Toate aceste aparate sînt construite după o schemă cu autocolimație, cu distanța focală a obiectivului în jur de 2 m.

În figura 4.30 este prezentat aspectul general al spectrografului automat E—742, produs de firma Hilger; el reprezintă varianta modernă a aparatului

menţionat, E—1. În figura 4.31 este dată schema optică a spectrografului KCA—1, analog ca parametri cu aparatul E—742. Optica din cuarţ şi din sticlă, interşanjabilă, a acestui aparat, este fixată pe o aceeaşi măsuţă, astfel încît prin rotirea unei manete aparatul trece din varianta „cuarţ" în varianta „sticlă".

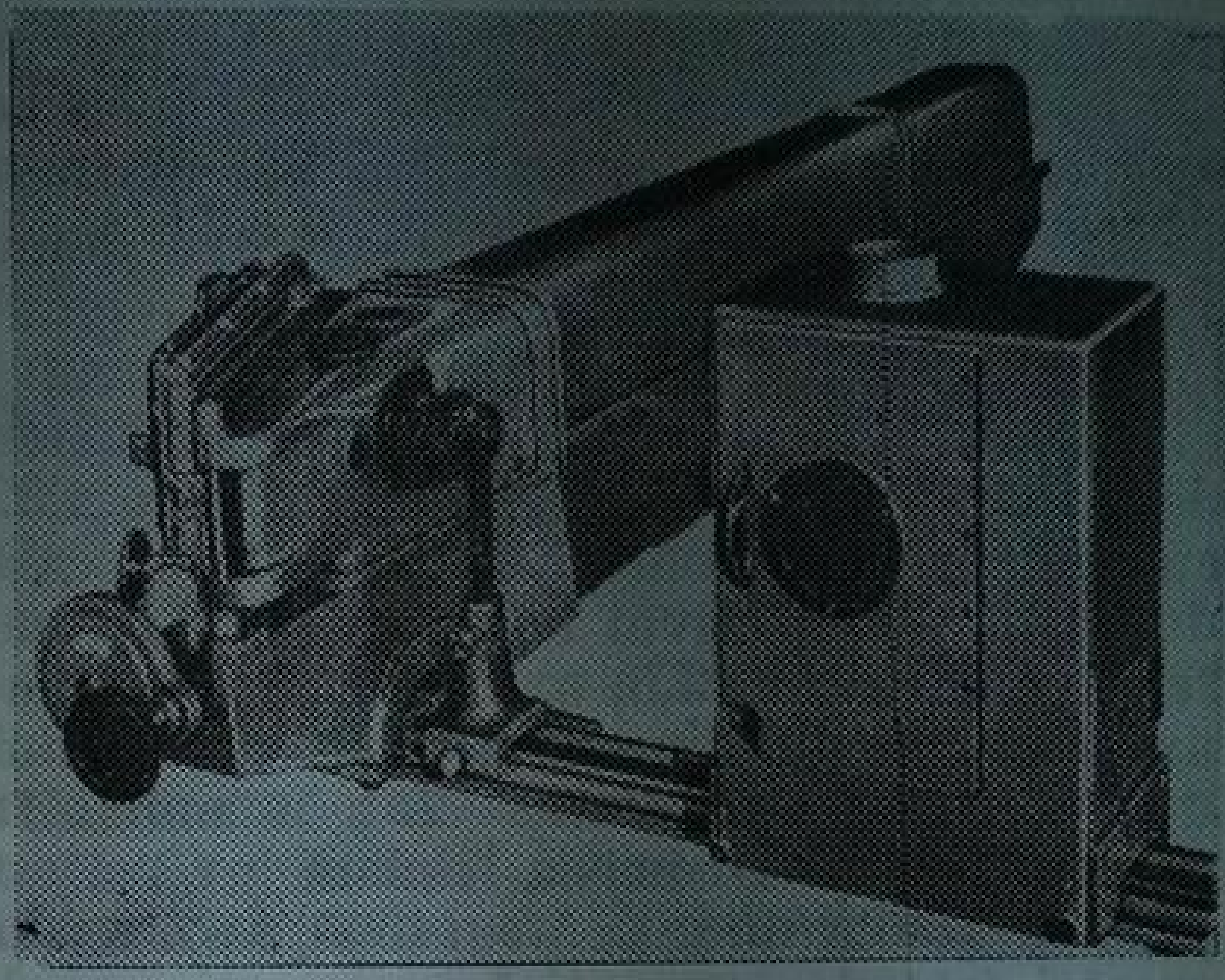


Fig. 4.30. Aspectul exterior al marelui spectrograf automat, E—742, al firmei Hilger.

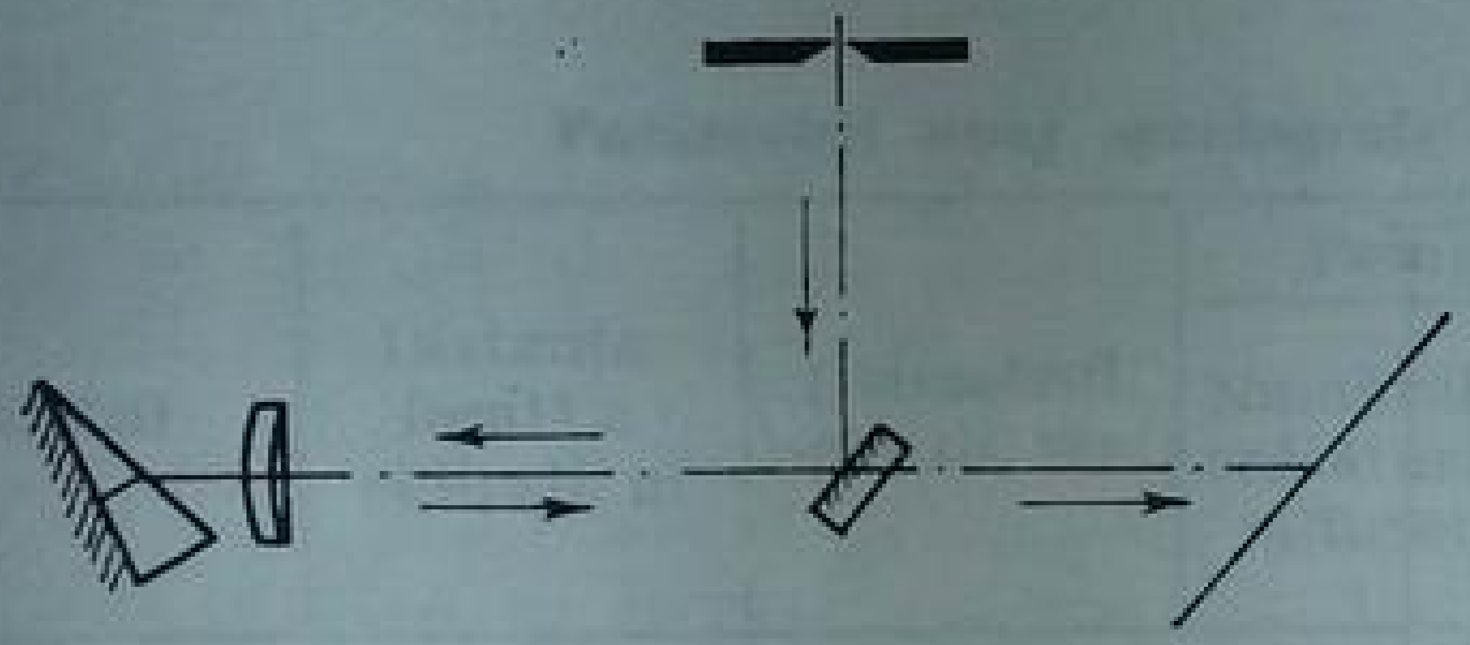


Fig. 4.31. Schema optică a spectrografului KCA—1.

Datele tehnice ale spectrografului KCA—1

	Cuarţ	Sticlă
Lungimea spectrului	550 mm	330 mm
Distanţa focală pentru $\lambda = 5893$ Å	1896 mm	1684 mm
Faţa refractoare a prismei	70×50 mm²	120×70 mm²
Unghiul de refracţie	30°	30°
Deschiderea relativă		
$\lambda = 6000$ Å	—	1 : 25,5
$\lambda = 4000$ Å	1 : 41	1 : 24
$\lambda = 2000$ Å	1 : 35	

Curba de dispersie a aparatului este dată în figura 3.13. Curba construită corespunde domeniului analizat al spectrului, adus pe axa optică a aparatului fotografic.

Lungimea totală a spectrului, dată de optica de cuarţ, depăşeşte mai mult decît de două ori şi jumătate lungimea maximă a plăcii utilizate (lungimea casetei este de 24 cm). De aceea, pe o placă se poate obţine numai o anumită parte din spectru. Pentru a o aduce pe placă, există o manetă, care, cu ajutorul unor ghidaje speciale, deplasează măsuţa cu piesele optice, o roteşte cu unghiul necesar şi modifică totodată unghiul de înclinaţie a casetei, deplasînd concomitent scala lungimilor de undă. De asemenea, spectrul este totdeauna focalizat pe

un cerc cu raza de aproximativ 2,4 m, după care este curbată și placa fotografică în casetă. Dacă trebuie făcută o punere la punct suplimentară, aceasta se poate realiza prin deplasarea fantei, însă de obicei acest lucru nu mai este necesar, astfel încît un aparat bine reglat este focalizat automat pentru toate regiunile spectrului. Acest fapt oferă posibilitatea să se obțină pe o singură placă fotografică succesiunea întregului spectru, inclusiv domeniile vizibil și ultraviolet. În acest scop sînt necesare trei puneri la punct ale aparatului și, respectiv, două deplasări ale casetei sau ale diafragmei Hartmann.

Toate tipurile de aparate pentru domeniul ultraviolet, descrise mai sus, au o luminozitate mică și o dispersie unghiulară mică. Pentru studiul domeniului lungimilor de undă scurte s-au construit o serie de aparate cu luminozitate mai mare. Schema optică și aspectul exterior ale aparatului UV—24, produs de firma Huet, sînt prezentate în figura 4.32. Obiectivul colimatorului este din cuarț-fluorină, acromat, cu distanța focală $F = 640$ mm; diametrul lui este de 63 mm. Obiectivul fotografic este format din patru lentile, cu deschiderea relativă $d/F = 1:3,5$, avînd $F = 240$ mm. Sistemul de dispersie este format din două prisme din cuarț topit, cu unghiul de refracție de 60°. Dimensiunile unei fețe refractoare sînt 75×50 mm^2; minimul de deviație este realizat pentru 2573 Å. Dispersia liniară inversă este de la 7,5 Å/mm, pentru 2150 Å, pînă la 100 Å/mm, pentru 4500 Å. Unghiul de înclinare a normalei planului casetei față de axa optică a camerei este de 30°.

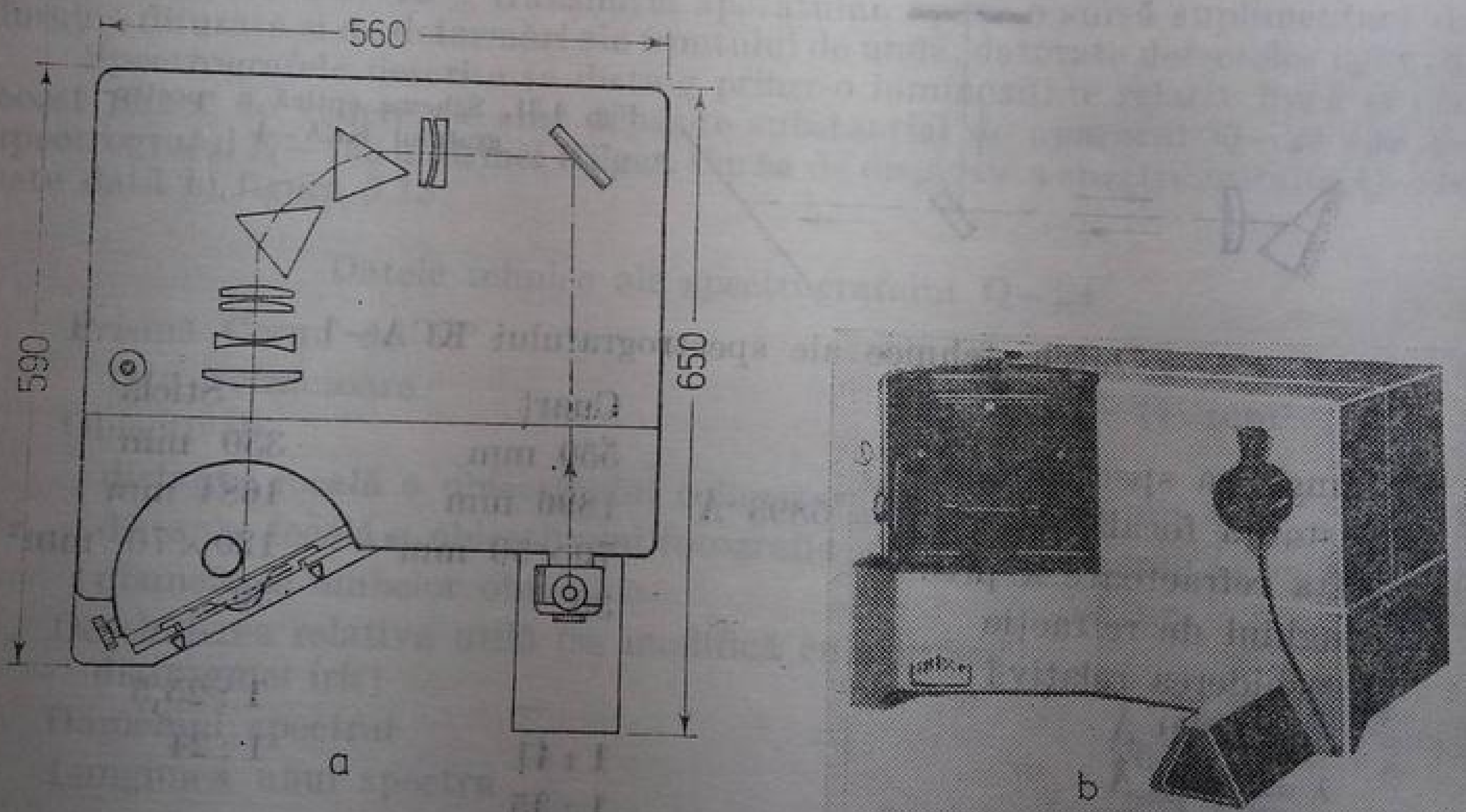


Fig. 4.32. Schema optică (a) și aspectul exterior (b) ale spectrografului UV—24, al firmei Huet.

Spectrografe cu rețea de difracție plană. Principalul spectrograf cu rețea de difracție folosit în laboratoarele din țara noastră este ДФС—8. El este echipat după schema lui Ebert* și are distanța focală de 2,65 m. Aspectul exterior

---

* Această schemă a fost reinventată de D.S. Rojdestvenski (fără să cunoască lucrările lui Ebert) în 1940 și a fost realizată, mai întîi, în laboratorul său din institutul de cercetări științifice pentru fizică de pe lîngă Universitatea de stat din Leningrad, apoi, în serii mici în atelierele experimentale ale aceluiași institut.

al aparatului este dat în figura 4.33 a. După aceeaşi schemă este montat şi aparatul ДФС—13 (fig. 4.33b). Avînd o reţea mare şi o oglindă cu distanţa focală mai mare, el are o putere de separare cu mult mai mare. În afară de aceste aparate produse în fabrici, atelierele experimentale ale Institutului de cercetări

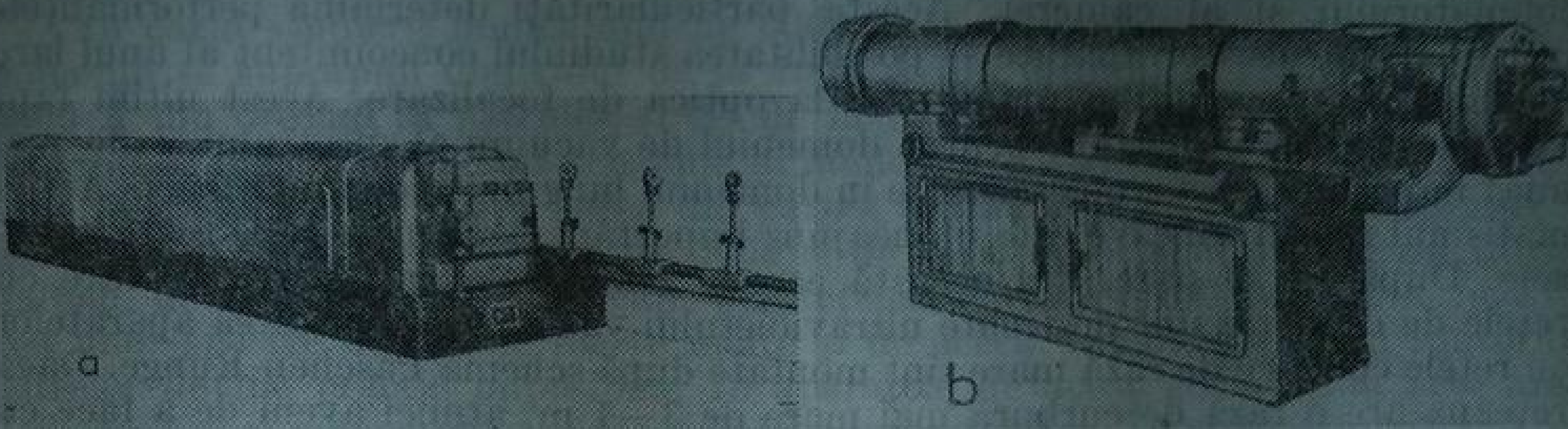


Fig. 4.33. Aspectul general al spectrografelor ДФС—8 (a) şi ДФС—13 (b).

ştiinţifice pentru fizică de pe lîngă Universitatea de stat din Leningrad livrează spectrograful ДАС—1, realizat tot după schema lui Ebert. Distanţa focală a oglinzii lui este de 2 m. Parametrii acestor aparate sînt daţi în tabelul 4.2.

Tabelul 4.2

Parametrii unor spectografe cu reţea de difracţie

Aparatul	Distanţa focală a oglinzii, m	Diametrul oglinzii, mm	Parametrii reţelelor		Dispersia liniară inversă, nm/mm	Dimensiunile plăcii fotografice, cm
			Numărul de trăsături pe milimetru	Dimensiunile părţii trasate, mm		
ДАС—1	2,0	220	600	70×80	0,8	9×12
ДФС—8—1	2,65	264	600	100×45	0,6	13×18
ДФС—8—2	2,65	264	1200	100×45	0,3	13×18
ДФС—8—3	2,65	264	1800	100×45	0,2	13×18
ДФС—13—1	4,0	390	600	120×60	0,4	9×24
ДФС—13—2	4,0	390	1200	120×60	0,2	9×24

Nişte spectrografe cu luminozitate mai mare, dar de dimensiuni nu prea mari, cu reţele plane, montate după schema Czerny-Turner, sînt fabricate în

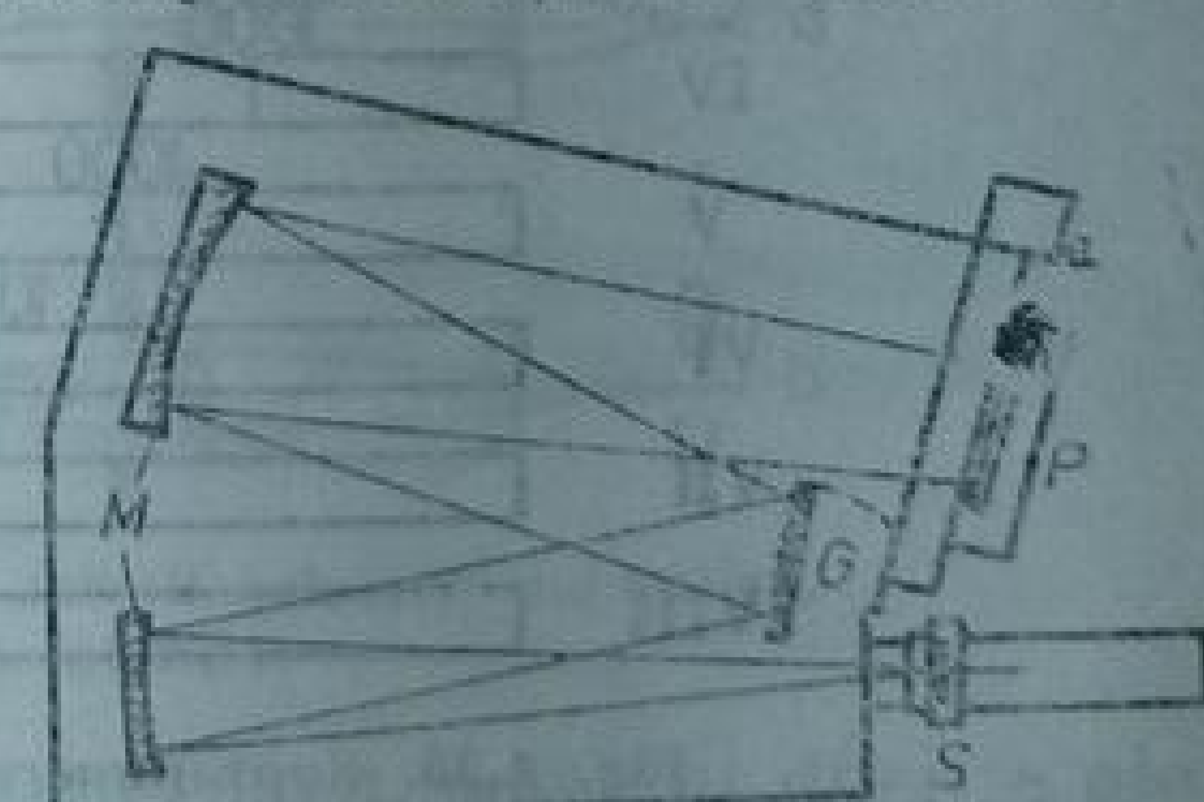


Fig. 4.34. Unul dintre spectrografele firmei Jarrell Ash (sistemul Czerny-Turner) (schema optică): *S* — fanta; *G* — reţeaua; *M* — oglinzi; *P* — caseta.

străinătate. Schema unui spectrograf al firmei Jarrell Ash este dată în figura 4.34. Distanţa focală a oglinzii este de 75 cm, suprafaţa reţelei — 102×102 mm^2, reţelele sînt interşanjabile, avînd 300, 600, 1200 şi 2160 trăsături pe milimetru. Diametrul oglinzii colimatoare este de 15 cm, iar al camerei de 25 cm. Deschi-

derea relativă a camerei este 1 :6,3. În locul casetei poate fi montat un bloc cu şase fante şi cu fotomultiplicatori, care transformă astfel spectrograful într-un policromator cu şase canale.

Spectrografe cu reţea de difracţie concavă. În aceste aparate reţeaua de difracţie concavă are atît rolul de element dispersiv, cît şi de obiectiv al colimatorului şi al camerei. Aceste particularităţi determină performanţele principale ale acestor aparate — posibilitatea studiului concomitent al unui larg domeniu al spectrului şi renunţarea la optica de focalizare. Acest ultim fapt este deosebit de important pentru domeniul de vacuum al spectrului şi de mai mică importanţă pentru cercetările în domeniul lungimilor de undă mari. Astigmatismul reţelei concave este un neajuns important pentru aproape toate analizele. După cît se pare, din această cauză, acum, cele mai multe aparate cu reţele de difracţie sînt destinate ultravioletului vacuum. Majoritatea aparatelor cu reţele concave de rază mare sînt montate după schema Paschen-Runge. Dacă reţeaua are o rază de curbură mai mare de 3—4 m, atunci avem de a face cu instalaţii de laborator, ale căror piese separate sînt fixate pe console speciale. Există instalaţii de acest gen cu reţele care au $R = 10$ m şi mai mult. După aceeaşi schemă sînt montate şi aparatele portabile, care au reţele de difracţie de 1; 1,5 şi 2 m.

Pentru laboratoare sînt mai comode aparatele montate după schema mai compactă a lui Eagle. După această schemă se livrează o serie de aparate, de exemplu, spectrograful de trei metri al lui Baird. În cazul folosirii schemei lui Eagle se pierde avantajul principal al reţelei concave — posibilitatea cuprinderii concomitente a unei porţiuni cît mai mari din spectru. În acest caz este mai convenabil să se utilizeze mai bine reţeaua plană, care este lipsită de astigmatism. Practic este lipsită de astigmatism schema Wadsworth. Unul dintre spectrografele firmei Jarrell Ash, construit după această schemă, este prevăzut cu o reţea cu $R = 3$ m (distanţa focală în aranjamentul Wadsworth este de 1,5m); reţeaua are 590 trăsături pe milimetru. Dispersia inversă în primul ordin este de 10,9 Å/mm. Limita de separare garantată este de 0,1 Å.

Procedee de separare a ordinelor. O particularitate distinctă a spectrografelor cu reţea de difracţie o constituie perturbaţiile datorate spectrelor de

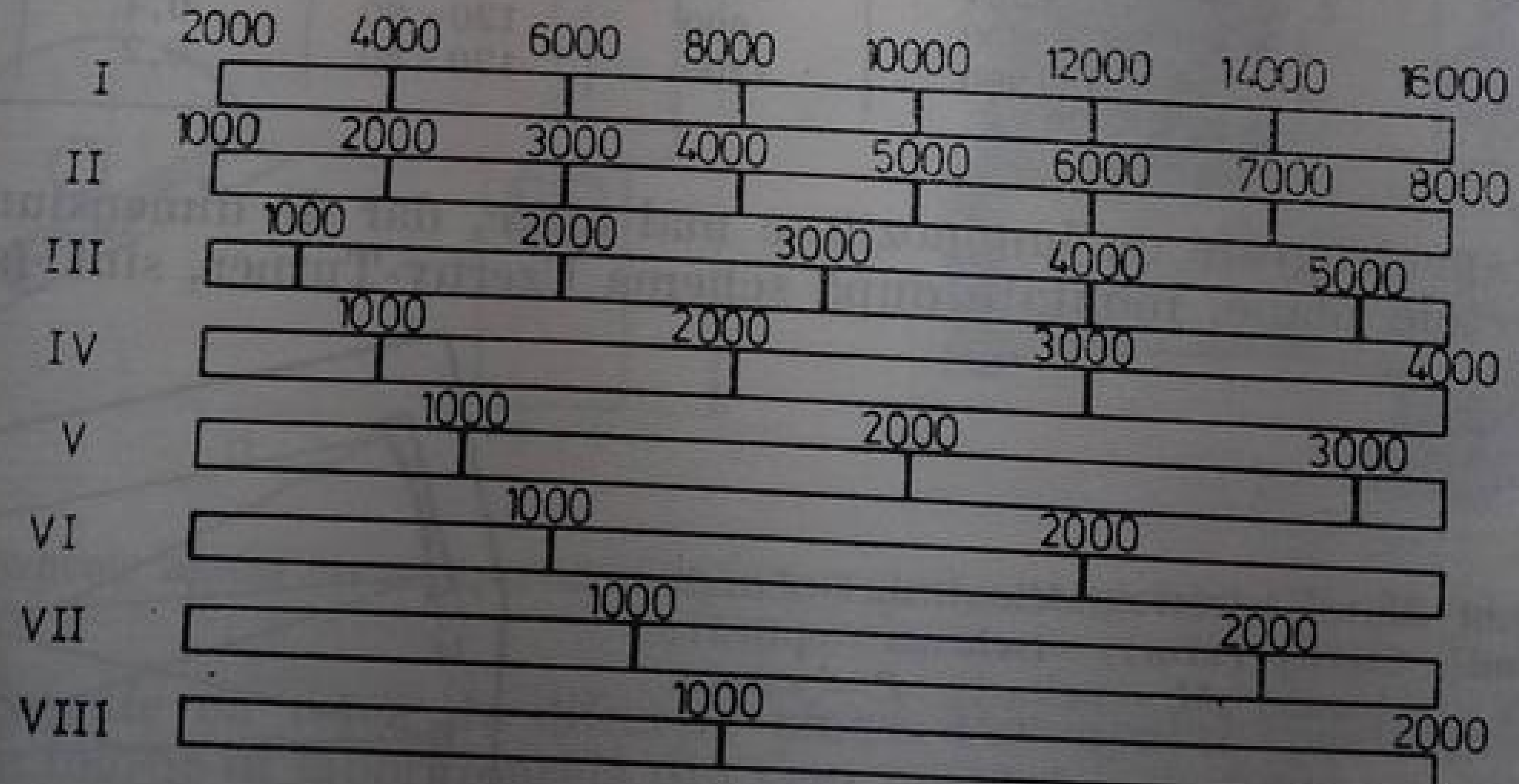


Fig. 4.35. Suprapunerea spectrelor de difracţie de diferite ordine (în ângströmi).

diferite ordine, care se suprapun. În figura 4.35 este dată schema primelor ordine ale unei reţele de difracţie. Cu cît este mai sus ordinul spectrului, cu atît mai mari sînt perturbaţiile din partea ordinelor apropiate care se suprapun.

Cu cît este mai coborît ordinul utilizat pentru analiză, cu atît sînt mai ușor de evitat suprapunerile. De pildă în domeniul lungimii de undă de 4000 Å, peste primul ordin se suprapun domeniul de la 2000 Å, din ordinul al doilea, domeniul de la 1300 Å, din ordinul al treilea ș.a.m.d. Pentru eliminarea radiației cu lungimea de undă mai mică decît 2000 Å, este suficient să se introducă în sistemul de iluminare o lentilă sau o placă de sticlă.

În cazul studierii domeniului de 6000 Å în ordinul al doilea, peste acest domeniu se suprapun domeniul de la 4000 Å din ordinul al treilea, cel de la 3000 Å din ordinul al patrulea și cel de la 12 000 Å din ordinul întîi. Plăcile fotografice obișnuite nu sînt sensibile în domeniul 1,2 μm. Prin urmare, nu trebuie să ne temem de perturbarea din partea ordinului întîi. Pentru înlăturarea radiației cu lungimea de undă de 3000 și de 4000 Å se poate folosi un filtru galben, de exemplu, ЖС—16 (cap. 9). Rețelele actuale profilate permit folosirea unor spectre de ordine foarte înalte și de aceea, separarea lor cu ajutorul filtrelor devine practic imposibilă. În aparatele de acest gen devine necesară utilizarea unei monocromatizări prealabile aproximative. În acest scop, se poate folosi un monocromator obișnuit, nu prea mare, în care să se fixeze fante care au o asemenea lărgime încît intervalul cuprins de lungimi de undă, $\Delta\lambda$, să fie egal cu un interval spectral care este lipsit de suprapuneri. Fanta de ieșire a monocromatorului de dispersie prealabilă servește ca sursă de lumină pentru fanta spectrografului. Utilizarea și ajustarea unui astfel de monocromator implică totdeauna o întreagă serie de neajunsuri. Din această cauză, unele firme au livrat monocromatoare speciale, care produc dispersia prealabilă și care se ajustează comod la spectrograf. Ele au căpătat numele de separatoare de ordine. În figura 4.36 este dată schema unui asemenea aparat, livrat de firma Jarrell Ash. Sistemul de dispersie este o prismă cu vizare directă, confecționată din cuarț topit și LiF ; obiectivele sînt acromate, din cuarț și LiF. Fanta S_1 a divizorului de ordine are înălțimea 0,5—2 mm. Distanța focală a lentilelor L_3, L_4 și L_5 este de 330 mm (sistemul este calculat pentru un spectrograf cu rețea care are distanța focală de 3,5 m). Lentila L_5, montată pe fanta spectrografului, S_3, proiectează prisma aparatului pe colimatorul spectrografului, asigurînd uniformitatea iluminării. Lentilele cilindrice încrucișate, L_1 și L_2, formează sistemul de iluminare. Lentila L_2 proiectează sursa I pe diafragma S_2, separînd o anumită porțiune din plasma sursei.

Întregul sistem este montat pe un suport fixat pe bancul optic al spectrografului. Direcția de dispersie a separatorului de ordine este perpendiculară pe direcția de dispersie a aparatului principal. Spectrul dat de separatorul de

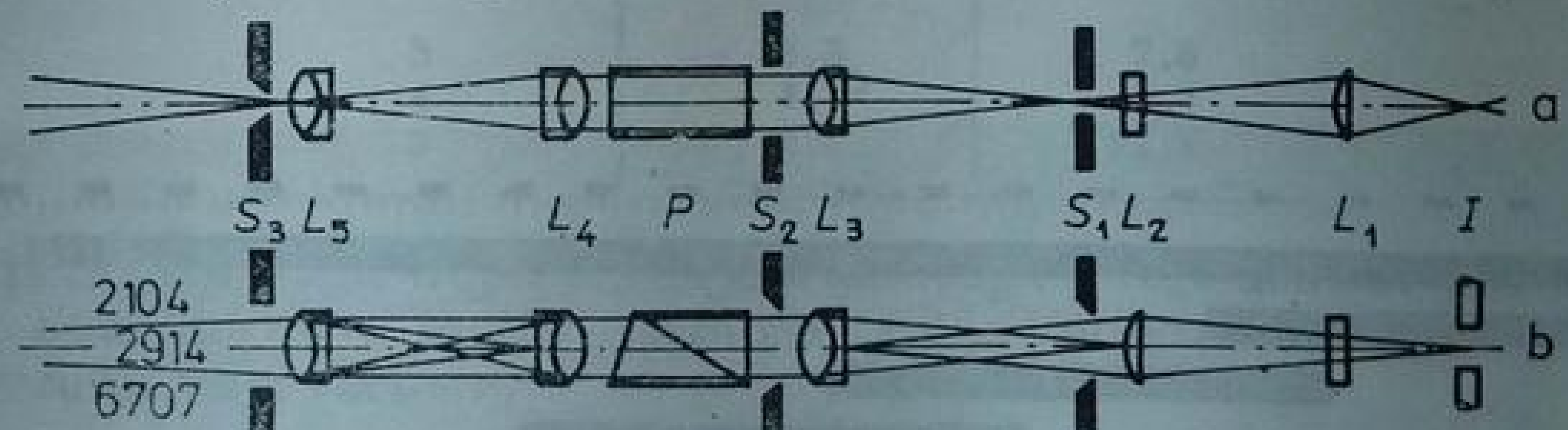
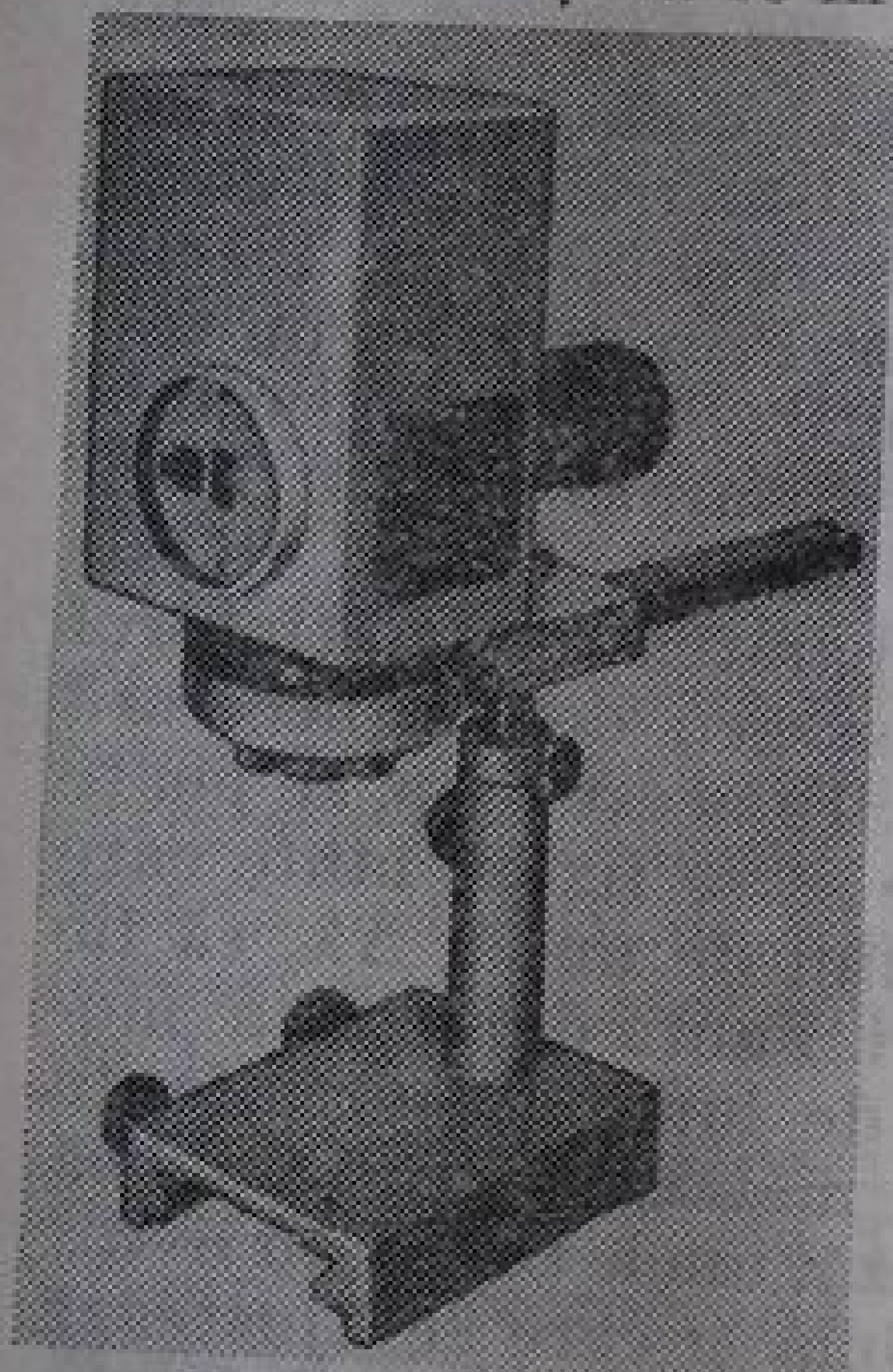


Fig. 4.36. Separatorul de ordine livrat de firma Jarrell Ash (schema optică) : a — vedere de sus ; b — vedere laterală.

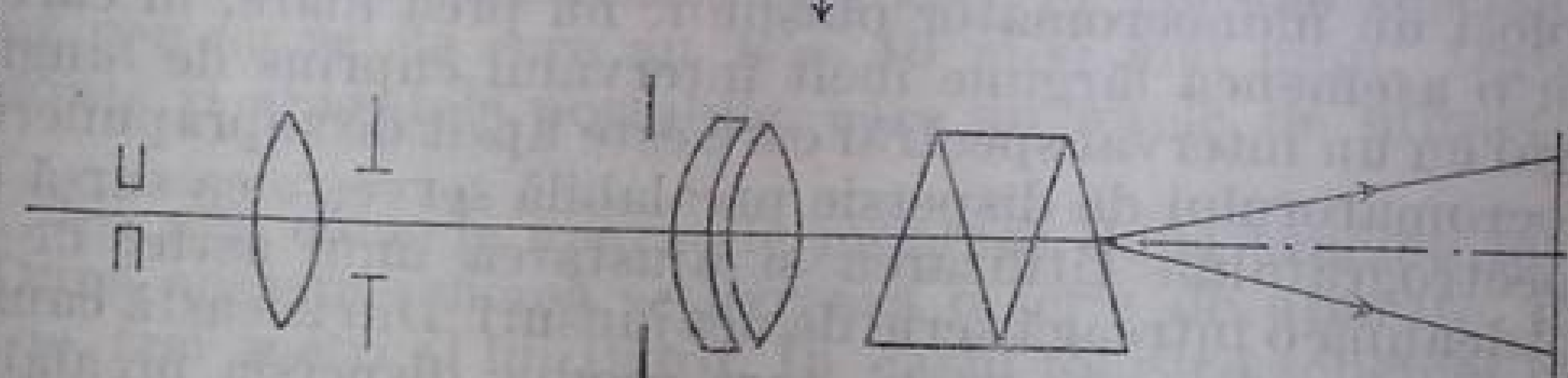
ordine este proiectat pe fanta spectrografului, astfel încît porțiuni diferite ale fantei (considerate pe înălțime) iluminează porțiuni diferite ale spectrului. Special pentru lucrul cu spectrografele ДФС—8 și ДФС—13 este destinat separatorul de ordine РПС—1 (fig. 4.37). Elementul dispersiv al separatorului este o prismă din cuarț. Dispersia liniară inversă, în domeniul 2500 Å, este

108 Å/mm, iar în dimeniul 4000 Å, de 500 Å/mm. Separatorul de ordine al firmei Zeiss (fig. 4.38) se atașează la spectrograful de doi metri, cu rețea de difracție, PSG—2. Direcția de dispersie a acestui separator se poate modifica cu 90°, pentru aceasta fiind necesar să se rotească prisma în jurul axei optice a aparatului și să se introducă o fantă verticală suplimentară.



← Fig. 4.37. Separatorul de ordine PIIC—1.

Fig. 4.38. Schema optică a separatorului de ordine al firmei Zeiss.



Dacă dispersia separatorului este încrucișată cu dispersia spectrografului, atunci se fotografiază concomitent cîteva ordine. În cazul în care direcțiile de dispersie sînt paralele, separatorul joacă rolul de monocromator prealabil.

Dacă înlăturăm prisma, separatorul poate fi folosit ca sistem de condensare a luminii. În figura 4.39 este dată spectrograma fierului, obținută cu ajutorul

Fig. 4.39. Spectrogramele obținute cu separatorul de ordine al firmei Zeiss, de la spectrograful PSG—2; a — spectrul fierului, în cazul dispersiilor încrucișate (spectrul de jos este obținut fără separator); b — separarea porțiunilor de spectru ale lămpii de hidrogen în cazul cînd dispersiile sînt paralele.

acestui separator cu dispersiile încrucișate, și separarea intervalelor din spectrul unei lămpi cu hidrogen, în cazul dispersiilor paralele.

Spectrografe cu dispersie încrucișată. Asemenea aparate permit combinarea unei puteri de separare mari cu acoperirea unui larg domeniu al spectru-

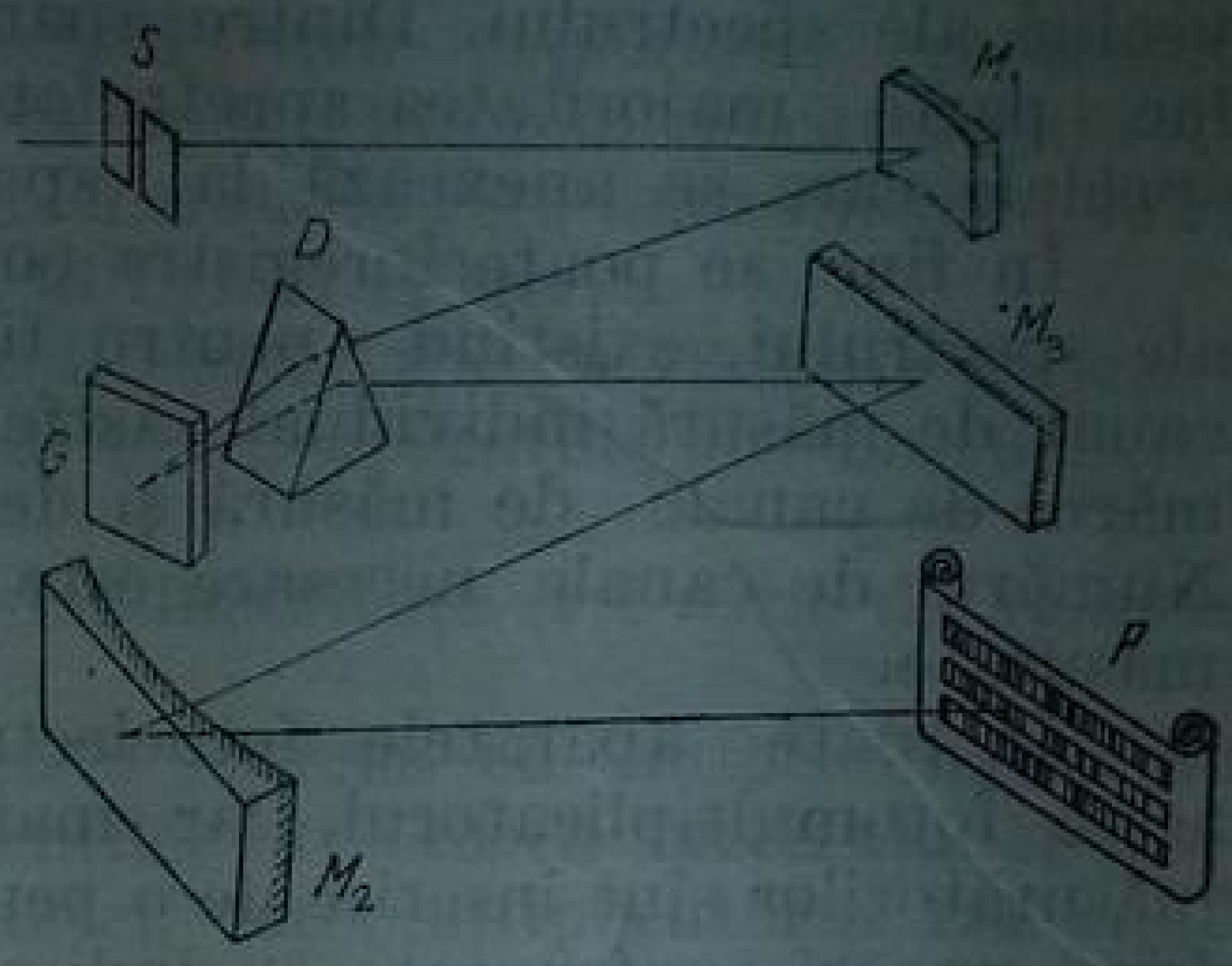


Fig. 4.40. Schema optică a spectrografului СТЭ—1; *S* — fanta; *G* — rețeaua; *D* — prisma; M_1, M_2 — oglinzi de focalizare; M_3 — oglindă plană; *P* — pelicula fotografică.

lui. Rețeaua se folosește în ordine înalte, iar separarea ordinelor se realizează cu un al doilea element de dispersie, care este de obicei o prismă a cărei dispersie este orientată perpendicular pe direcția de dispersie a rețelei de bază. Această idee a fost realizată în aparatul СТЭ—1 (fig. 4.40). Aparatul este înzestrat cu piese optice interșanjabile, de cuarț și de sticlă.

Parametrii spectrografului СТЭ—1

Unghiul de strălucire a rețelei	20—21°
Distanța focală a colimatorului	901,5 mm
Distanța focală a camerei	807,2 mm
Înălțimea unei linii	4,5 mm
Înălțimea spectrului	24 mm
Deschiderea relativă	1 :15

Ordinul spectrului	Dispersia inversă, Å/mm	
	la 600 trăsături pe mm	la 300 trăsături pe mm
5	3,8	7,6
4	4,7	9,4
3	6,4	12,8

Un aparat construit după o schemă analoagă a fost utilizat pentru studiul spectrului Soarelui cu o înaltă rezoluție [4.4]. Fotografierea s-a efectuat în timpul zborului unei rachete.

§ 5. APARATE CU ÎNREGISTRARE FOTOELECTRICĂ

Aparatele de acest tip se grupează în funcție de construcția lor și de modul de înregistrare, în mai multe clase. Cele mai simple dintre ele sînt aparatele în care se înregistează radiația numai a unei anumite porțiuni a spectrului, stabilite mai înainte.

Un dispozitiv de măsură de acest fel există de exemplu în stilometrul ФЭС—1. Pentru trecerea la o altă porțiune a spectrului (la altă linie spectrală) aparatul trebuie să fie pus la punct din nou. Prin urmare, măsurătoarea se efectuează prin puncte.

În aparatele de un alt tip sînt înregistrate succesiv și continuu porțiuni vecine ale spectrului. Dintre aparatele care realizează explorarea spectrului fac parte majoritatea spectrofotometrelor și o întreagă serie de adaptoare speciale care se anexează la spectrografe.

În fine, se poate înregistra concomitent radiația cîtorva intervale diferite ale spectrului, existînd pentru fiecare dintre acestea cîte un receptor și un canal de măsură individual. Astfel de aparate se deosebesc între ele prin numărul de canale de măsură și de obicei servesc la analize spectrale rapide. Numărul de canale necesare este determinat de numărul de date ce trebuie măsurate.

În toate aparatele fotoelectrice actuale ca receptor de radiație se folosește fotomultiplicatorul, iar mai recent, celula fotoelectrică. Rezultatele măsurătorilor sînt înscrise de o peniță pe banda de hîrtie a autoinscriptorului, fiind uneori confruntate cu indicațiile unor aparate cu scală sau digitale. În continuarea expunerii nu vom aborda problemele tehnicii de măsură a semnalului electric și nici descrierea numeroaselor scheme electronice, utilizate în dispozitivele de măsură ale aparatelor fotoelectrice. Tratarea acestor probleme, deseori foarte fine, de tehnică a măsurării curenților slabi, poate fi găsită în literatura de specialitate. Ne vom limita numai la descrierea schemelor optice și a principiilor fundamentale de măsurare.

Aparate cu un singur canal. Am menționat deja că multe monocromatoare au dispozitive pentru explorarea prin baleiaj și înregistrarea neîntreruptă a spectrului. Cu aceleași dispozitive sînt prevăzute uneori și spectrografele. Astfel, spectrograful ИСП—51 este înzestrat cu adaptorul ФЭП—1 (fig. 4.41). El conține obiectivul 1, care înlocuiește obiectivul fotografic, și lentila suplimentară 2, care compensează cromatismul sistemului. Această lentilă se deplasează în timpul explorării spectrului, astfel încît imaginea fantei de intrare să

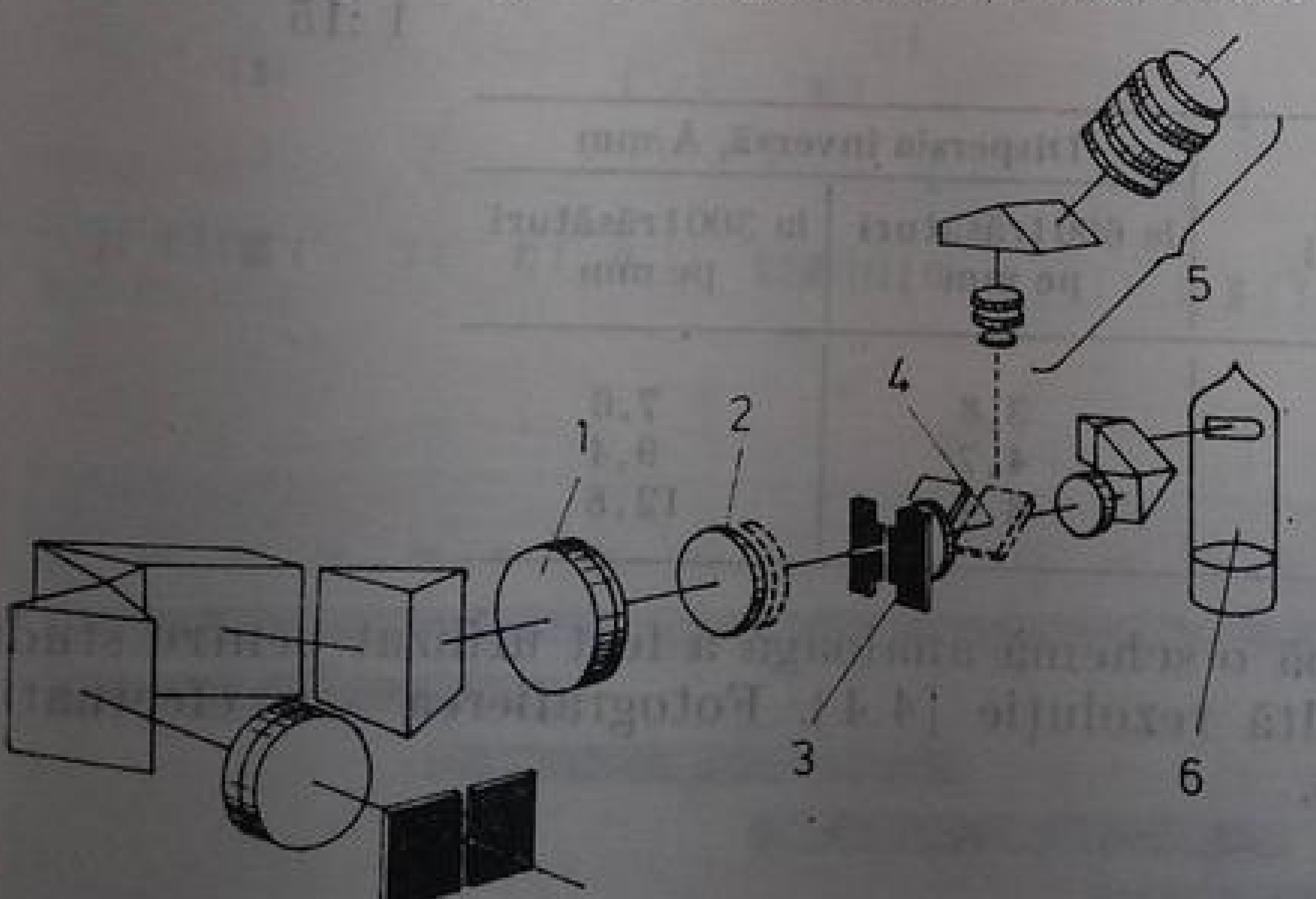


Fig. 4.41. Schema optică a aparatului ФЭП—1

se afle totdeauna în planul fantei de ieșire, 3. Adaptorul conține și o oglindă mobilă specială, 4, plus ocularul 5, cu ajutorul cărora se efectuează observațiile vizuale ale spectrului și punerea la punct a aparatului. Adaptorul este cuplat la sistemul de prisme printr-un ax cardanic, care este pus în mișcare de un electromotor. În corpul adaptorului este montat un fotomultiplicator, 6, cu dis-

pozitiv de amplificare. Înscrierea se face cu ajutorul unui autoinscriptor, a cărui viteză poate fi modificată în limite foarte largi.

Datorită aberației cromatice foarte mari, în cazul spectrografelor cu cuarț este greu de realizat un asemenea adaptor. Din această cauză, uneori fanta de ieșire și fotomultiplicatorul legat rigid de ea sînt montate pe un adaptor care are același ghidaj și cadru ca și caseta spectrografului. Întregul dispozitiv se introduce în spectrograf în locul casetei. Pentru explorarea spectrului, fanta de ieșire se deplasează în planul focal. Semnalul fotomultiplicatorului este înregistrat de un autoinscriptor. O asemenea instalație este anexată modelului de spectrograf cu cuarț de mărime mijlocie, al firmei Hilger.

Tot pe acest spectrograf poate fi montată o instalație cu 12 fante de ieșire și fotomultiplicatorii respectivi, care transformă aparatul într-un policromator cu 12 canale.

Cu instalații de explorare prin baleiaj sînt înzestrate și o serie de aparate cu rețea de difracție.

În spectrograful ДС—1, realizat după o schemă cu autocolimație, cu rețea de difracție plană și cu obiectiv din lentile, explorarea spectrului se realizează prin deplasarea de du-te-vino a fantei, fotomultiplicatorul rămînînd nemișcat. Acest aparat este destinat în special pentru analiza compoziției izotopice. Se înregistrează numai o porțiune mică a spectrului (în limitele a 1 mm). În aceste condiții, iluminarea fotomultiplicatorului nu se modifică.

În aparatul ДАС—1, pentru trecerea de la înregistrarea fotografică la înregistrarea fotoelectrică, în locul casetei se fixează fanta de ieșire cu fotomultiplicatorul. Explorarea se realizează cu ajutorul unui motor care rotește rețeaua.

Dispozitive asemănătoare se livrează pentru alte multe spectrografe mari cu rețea plană, care le lărgesc astfel mult posibilitățile.

Pentru determinări fotoelectrice cu monocromatoare cu rețea de difracție se fabrică adaptorul fotoelectric ФЭП—3. Explorarea spectrului se realizează prin rotirea casetei.

Dintre aparatele în care se folosește acumularea în timp a sarcinii, face parte aparatul ФЭС—1. Schema lui optică nu se deosebește practic de schema optică a aparatului ФЭП—1 (fig. 4.41). Fluxul luminos care iese din fantă este măsurat cu ajutorul unei celule fotoelectrice al cărei curent încarcă condensatorul de măsură. Simultan, lumina nedescompusă în spectru, reflectată de fața primei prisme, este trimisă pe o a doua celulă fotoelectrică, iar sarcina corespunzătoare este acumulată pe un alt condensator. Mărimea măsurată este raportul dintre tensiunile de la bornele condensatorilor. În felul acesta, indicațiile aparatelor de măsură, care sesizează atît variațiile de strălucire ale sursei, cît și variația condițiilor de iluminare a fantei, le anulează automat.

Aparatele multicanal. Neajunsul principal al aparatelor fotoelectrice descrise îl constituie cantitatea redusă de informații înregistrate în unitatea de timp. Într-adevăr, placa fotografică înregistrează deodată și în întregime un interval larg al spectrului, în timp ce fotomultiplicatorul — o singură linie. Dacă se ia lărgimea fantei de ieșire de 0,01 mm și se consideră puterea de rezoluție a plăcii egală cu aceeași mărime, atunci un spectru cu o lungime de 10 cm poate fi despărțit în 10^4 intervale individuale decupate de fantă. Cu alte cuvinte, pentru o aceeași sensibilitate a receptorilor, timpul de explorare a spectrului trebuie să fie de 10^4 ori mai mare decît timpul de expunere în cazul fotografierii lui. În realitate, din cauza marii sensibilități a fotocatodului, acest raport este egal cu $10^3 - 10^2$. Randamentul spectrografului sau productivitatea lui va fi de tot atîtea ori mai mare decît a unui aparat fotoelectric cu un singur canal.

O altă dificultate a sistemului de explorare prin baleiaj îl constituie faptul că, în intervalul de timp necesar pentru explorarea unei anumite porțiuni a spectrului, se poate întîmpla ca strălucirea sursei să varieze într-un mod necontrolabil. Placa fotografică, înregistrind tot spectrul simultan, are, din acest punct de vedere, un avantaj incontestabil. În același timp, înalta sensibilitate a receptorilor fotoelectrici și posibilitatea ca rezultatele obținute să fie obținute practic instantaneu, datele respective nemaiavînd nevoie aproape de nici un fel de prelucrări, constituie o performanță nemaiîntîlnită a înregistrării fotoelectrice. Pentru a utiliza avantajele ambelor procedee de înregistrare, pe suprafața focală a aparatului se așază o serie de fante, fiecare dintre ele corespunzînd uneia dintre porțiunile spectrului analizat. Toate fantele de ieșire se pot pune la punct pe lungimea de undă necesară. Fiecare fantă este înzestrată cu canalul său de măsură. De obicei, pentru comoditatea plasării unui număr mare de fotomultiplicatori, direct pe fantă se fixează cîte o oglindă mică, ce reflectă lumina care iese din fanta respectivă către fotomultiplicatorul corespunzător. Un aparat de acest fel, care are un număr mare de fante, se numește *policromator*. În funcție de schema electrică, se măsoară fie direct energia radiației care trece prin fiecare fantă, fie raportul dintre aceste energii și energia care trece printr-un canal separat, denumit canal de comparație.

În construcția policromatoarelor se utilizează aparate spectrale cu o dispersie liniară mare și cu posibilitatea cuprinderii concomitente a unui domeniu spectral larg. Cu cît este dispersia mai mare, cu atît este mai mic intervalul spectral pe care pot fi plasate două fante vecine.

Pornind de la aceste considerente, aproape toate policromatoarele fotoelectrice, care adesea se mai numesc și *spectrografe cu citire directă* sau *cuantometre*, sînt construite cu rețea de difracție concavă, cu o rază de 1,5—3 m, montate după schema Paschen—Runge.

Pentru a lucra simultan cu ambele aparate, ДФС—8 și ДФС—13, este special construit în acest scop adaptorul fotoelectric cu două canale, ФЭП—2 (fig. 4.42), prevăzut cu două fante de ieșire, care au posibilitatea de a fi fixate pe orice pereche de două linii ce sînt cuprinse în cadrul casetei aparatului.

Aparatul multicanal indigen ДФС—10М este destinat pentru analiza rapidă a metalelor și aliajelor. Aparatul are o rețea de difracție concavă ($R = 2$ m) cu 1200 de trăsături pe milimetru. Construcția aparatului este prevăzută cu un dispozitiv cu 36 de fante de ieșire, ceea ce permite măsurarea simultană a intensității unui număr de 35 linii analitice și a unei linii de referință.

În prezent industria noastră livrează încă patru tipuri de instalații de analiză spectrală cu policromatoare multicanal. Parametrii lor principali sînt dați în tabelul 4.3.

Tabelul 4.3

Parametrii principali ai unor monocromatoare multicanal

Tipul de aparat	Raza rețelei, m	Numărul de trăsături pe mm	Numărul de canale	Intervalul spectral, Å
ДФС—36—1800	2	1800	36	1900—5000
ДФС—36—1200	2	1200	36	1900—7000
МФС—4	1	1800	12	2000—3600
МФС—3	1	1200	10	2000—4500

În figura 4.43 este dată o prezentare generală a instalației ДФС—36, împreună cu instalația de înregistrare, cu generatorul pentru excitarea spectrului și cu voltmetrul digital.

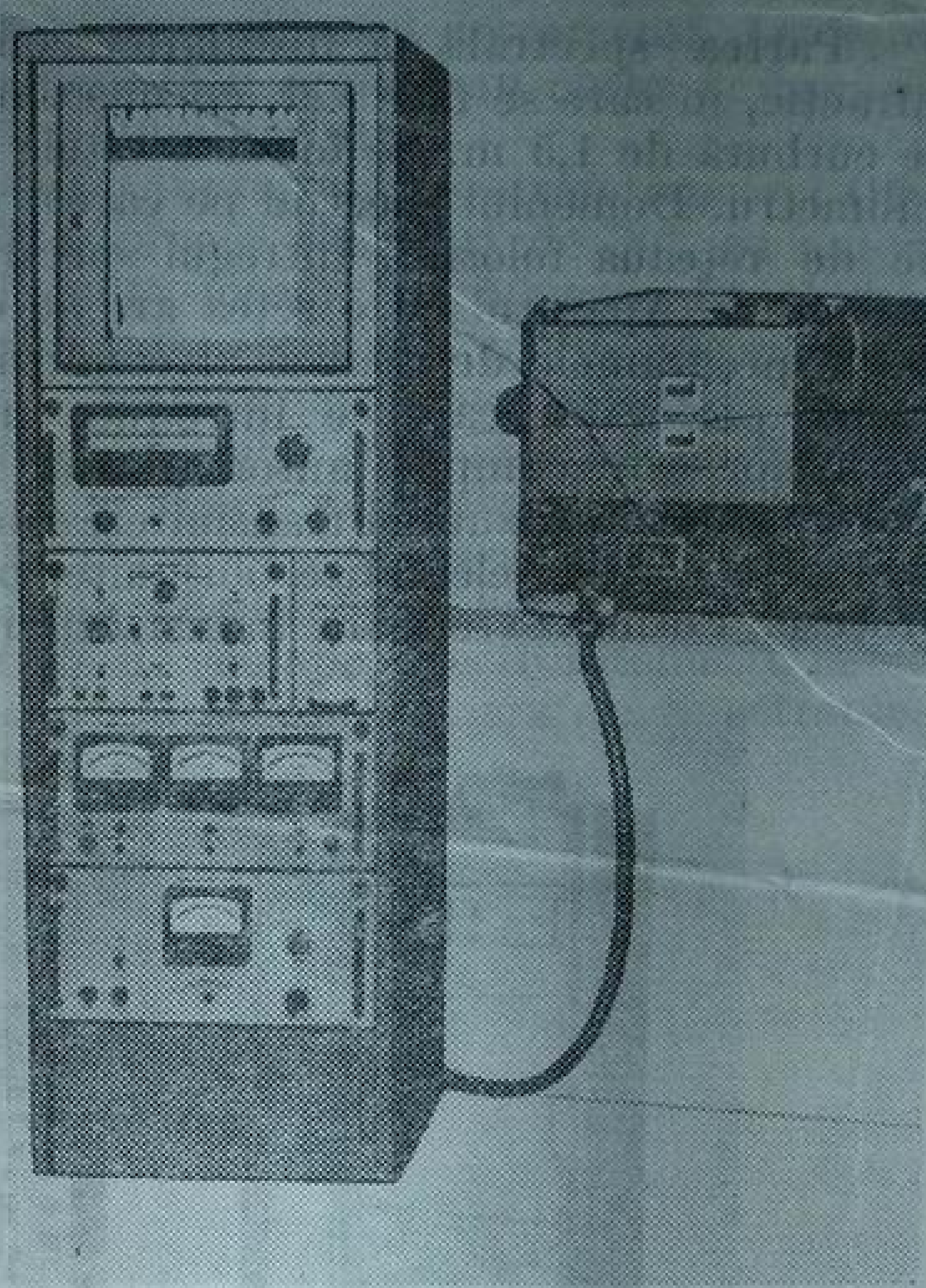


Fig. 4.42. Ansamblul fotoelectric ФЭП—2.

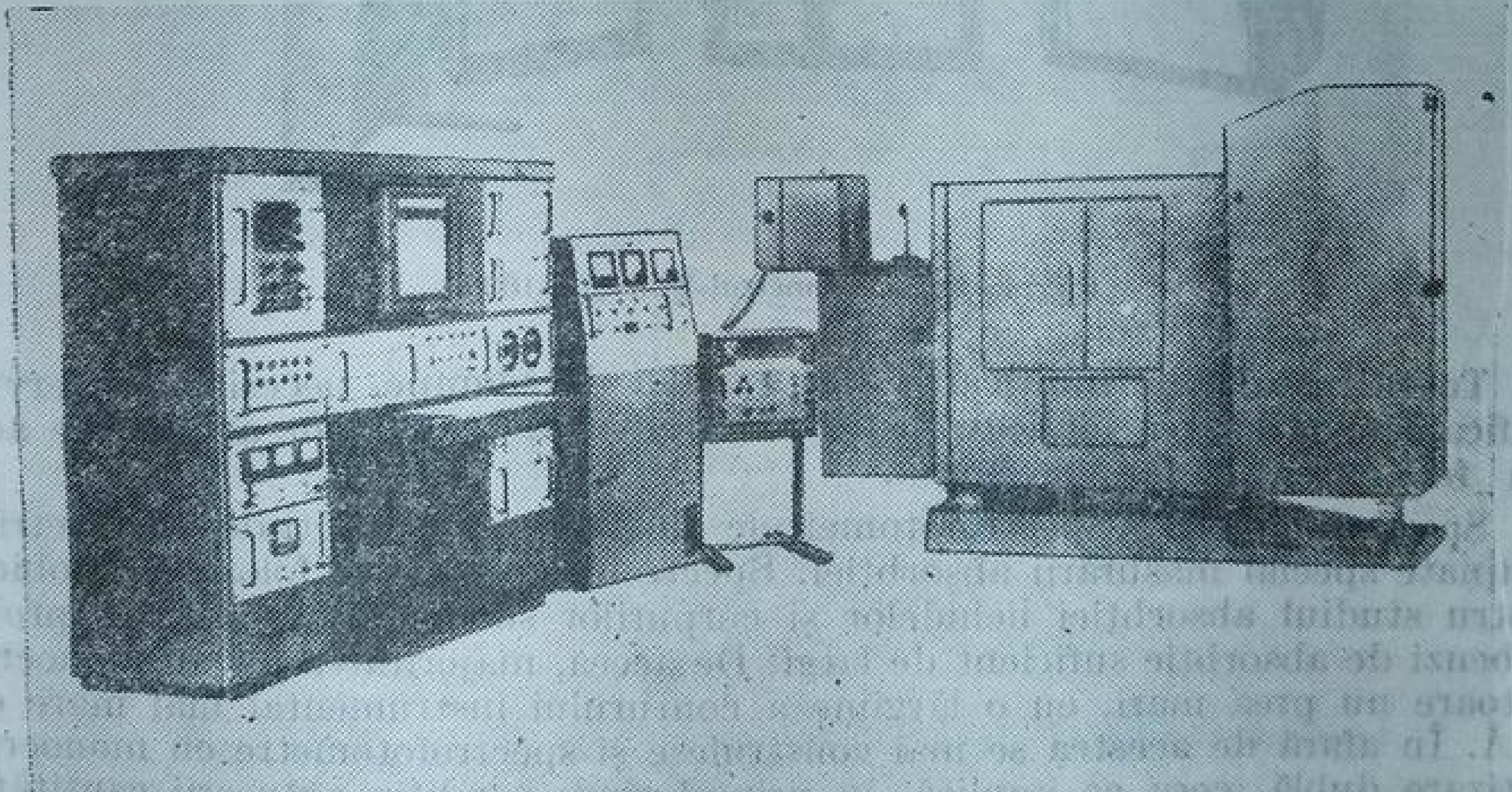


Fig. 4.43. Instalația fotoelectrică ДФС—36.

În afară de aceste instalații, special pentru domeniul vacuum ultraviolet se produce instalația multicanal ДФС—41.

În prezent se realizează, pentru scopuri analitice, cuantometre de mare randament, cu comandă automatizată. Un exemplu de asemenea instalație îl constituie aparatul Polivac—1000, al firmei Hilger & Watts.

Partea spectrală a instalației constă dintr-un policromator cu rețea de difracție, în care se face vid, cu una sau două rețele de difracție care au raza de curbură de 1,5 m. Se folosesc rețele care au de la 600 la 2300 trăsături pe milimetru. Domeniul spectral pe care îl poate cuprinde aparatul diferă în funcție de rețeaua folosită. Întregul spectru analizat se întinde de la 1742 pînă la 8643 Å. Aparatul cu o rețea are 30 de canale, iar cel cu două rețele —60. Toate programele de analiză și condițiile de realizare a lor sînt înscrise pe o bandă perforată, care se introduce în memoria calculatorului. Executarea analizelor este complet automatizată. Afișajul aparatului este un teleimprimator. Este prevăzută și transmiterea directă a acestor date pe canale de legătură prin coduri telegrafice obișnuite, pentru comanda unei șarje sau a altor procese. Forma exterioară a instalației este prezentată în figura 4.44.

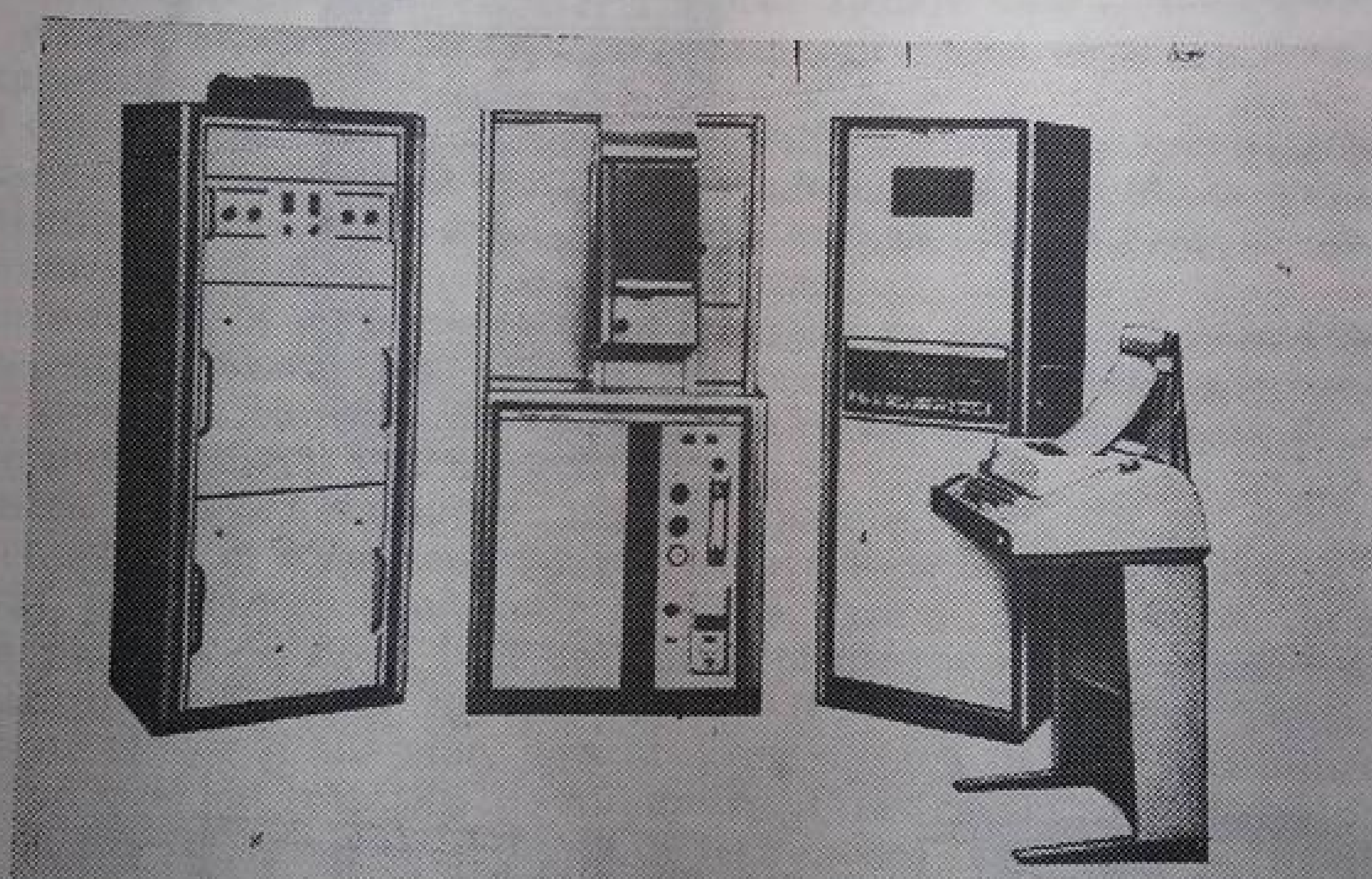


Fig. 4.44. Cuantometrul Polivac—1000.

Toate instalațiile multicanal sînt extrem de scumpe, necesită o deservire calificată și utilizarea lor este justificată numai în cazul unor analize de același fel care se fac în masă.

Spectrofotometre. Spectrofotometrele sînt aparatele spectrale fotoelectrice destinate special măsurării absorbției. Spectrofotometrele se folosesc de obicei pentru studiul absorbției lichidelor și corpurilor solide, adică al unor probe cu benzi de absorbție suficient de largi. De aceea, majoritatea lor au monocromatoare nu prea mari, cu o lărgime a conturului instrumental mai mare de 10 Å. În afară de acestea se mai construiesc și spectrofotometre cu monocromatizare dublă, ceea ce implică, în primul rînd, condiția reducerii cantității de lumină difuzată. În cele mai simple spectrofotometre transmisia se măsoară în puncte separate. Fixarea lungimii de undă și citirea coeficientului de transmisie se fac manual. Pentru aceasta se măsoară consecutiv, pentru fiecare

lungime de undă, energia transmisă prin aparat înainte și după introducerea stratului absorbant și se determină apoi valoarea densității optice pentru fiecare lungime de undă analizată.

În aparate mai perfecționate se măsoară raportul dintre energiile a două fascicule de lumină ; unul dintre ele trece prin obiectul de cercetat. La ieșirea aparatului se obține curba spectrală a densității optice sau curba transmisiei, care, de obicei, este înregistrată de autoinscriptor.

Un exemplu de aparat de primul tip îl reprezintă spectrofotometrul CФ—4A. Sistemul lui dispresiv constă dintr-o prismă de cuarț de 30°, cu autocolimație. Obiectivul este o oglindă cu distanța focală $F = 500$mm. Deschiderea relativă este 1 :10. Dispersia monocromatorului este egală cu 7,5 Å/mm, pentru 2000 Å ; de 100 Å/mm pentru 4000Å ; de 650 Å/mm, pentru 8000Å și de 1000 Å/mm, pentru 12000 Å. Semilărgimea conturului instrumental în domeniul vizibil nu depășește 10—20 Å. Domeniul de lucru, determinat de sensibilitatea fotoelementului, cuprins între 2200 și 11 000 Å. Aparatul analog, CФ—16, este înzestrat cu o prismă din cuarț topit și are domeniul de lucru 1860—11 000Å.

Cele mai perfecționate, însă și extrem de scumpe, spectrofotometre pentru domeniile ultraviolet și vizibil ale spectrului sînt spectrografele Spectronic—505 ale firmei Bausch and Lomb (fig. 4.45).

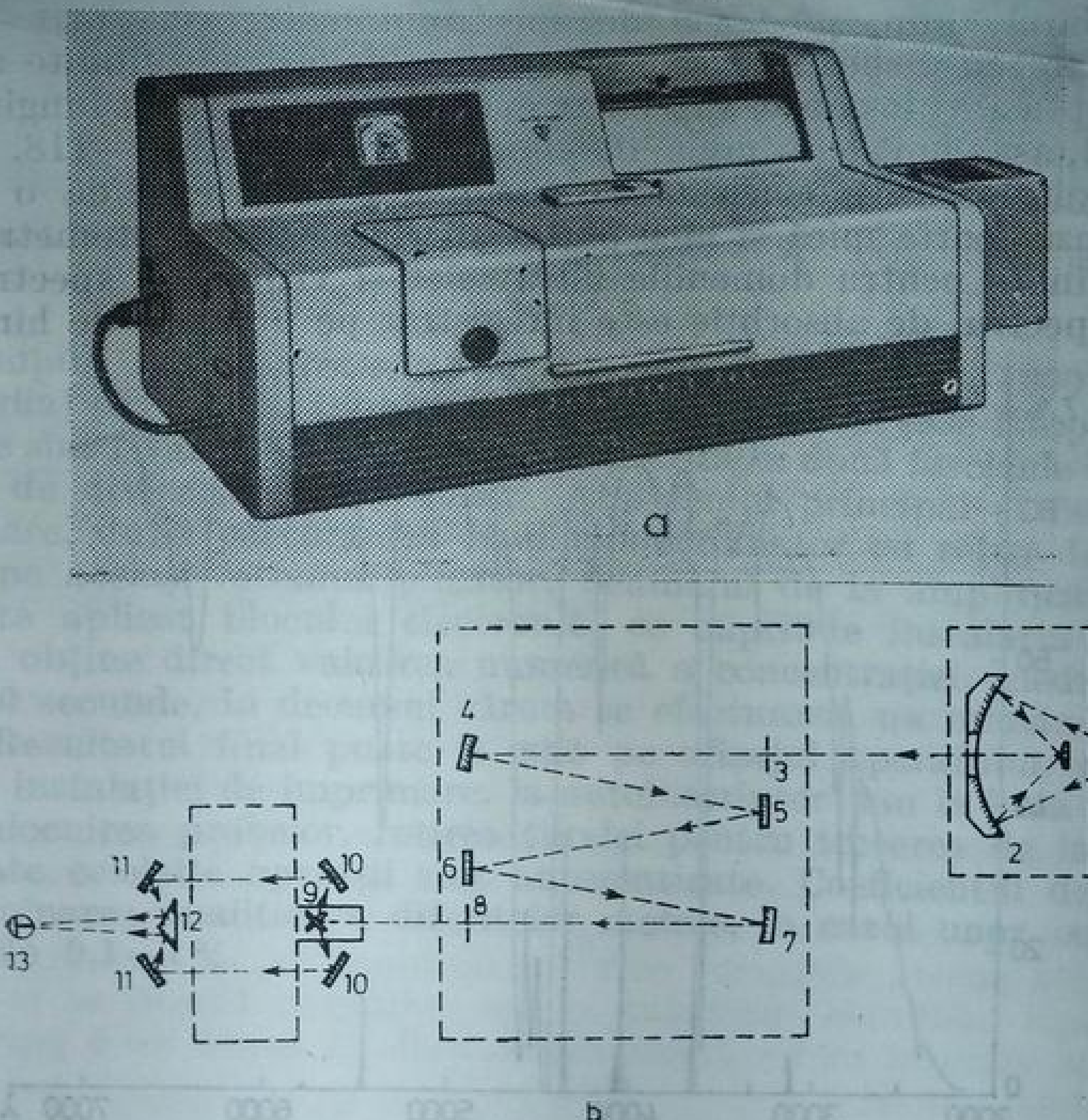


Fig. 4.45. Aspectul exterior (a) și schema optică (b) a spectrofotometrului Spectronic—505.

Cu ajutorul condensorului 2, format dintr-o oglindă concavă și una convexă, după ce trece printr-un orificiu din oglinda concavă, lumina de la sursa 1 se trimite spre fanta de intrare a monocromatorului, 3. După colimarea de

către oglinda 4 lumina este reflectată succesiv pe două rețele de difracție, 5 și 6 (rețelele au 1200 trăsături pe milimetru). Dispersia liniară inversă a aparatului este de 16 Å/mm. Oglinda 7 focalizează radiația pe fanta de ieșire, 8. La ieșirea din monocromator lumina cade pe divizorul de fascicul, 9, de unde se propagă prin două brațe diferite. Fiind reflectată apoi de cele două perechi de oglinzi, 10 și 11, lumina se strînge din nou pe aceeași prismă, 12, care o trimite pe fotomultiplicatorul 13. Un sector care se rotește obturează succesiv cînd lumina unui braț, cînd pe a celuilalt. Dacă nici unul dintre fascicule nu și-a micșorat intensitatea, iluminarea fotomultiplicatorului este constantă și va rezulta un curent constant, neînregistrat în schemă. Dacă însă într-unul dintre cele două fascicule se introduce o substanță absorbantă, atunci impulsurile de curent vor fi diferite, iar la ieșirea amplificatorului apare o componentă variabilă, care va fi măsurată. Curba spectrală de transmisie este înregistrată de un autoinscriptor, montat în aparat. Lărgimea conturului instrumental al aparatului este constantă în tot domeniul spectral, putînd fi adusă pînă la 5 Å, iar în modelul 502, pînă la 2 Å. În figura 4.46 este dat spectrul de absorbție al Ho_2O_3, în domeniul 2000 – 7000Å, pentru $\Delta\lambda = 5$ Å. În partea de jos, pe aceeași bandă, pentru comparație, este înregistrat spectrul de emisie al Hg.

În ultimul timp, modelele de spectrofotometre cele mai perfecționate sînt înzestrate cu dispozitive care dau direct valorile rezultante ale măsurării densității optice, transmisiei sau chiar derivata în raport cu lungimea de undă a absorbției, așa cum se întîmplă, de pildă, în aparatul Cary – 118. Acest aparat este prevăzut cu un monocromator cu două prisme, care dă o cantitate de lumină difuză foarte mică și face parte din clasa spectrofotometrelor cu două brațe, destinate pentru domeniile ultraviolet și vizibil ale spectrului (1850 – 8000 Å). Spectrul de absorbție este înregistrat pe o bandă de hîrtie cu viteze

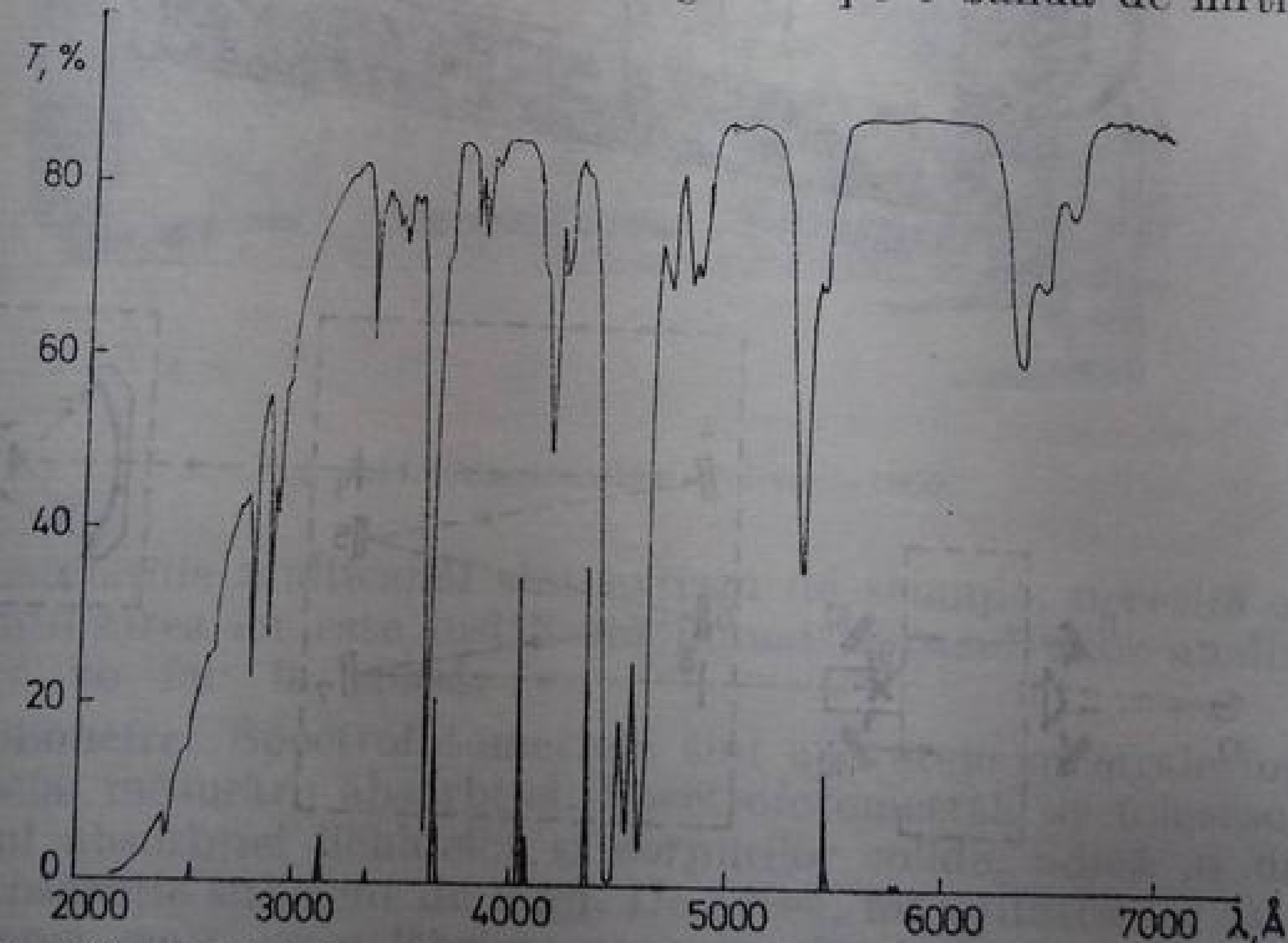


Fig. 4.46. Model de bandă inscriptoare de la spectrofotometrul Spectronic – 505 – spectrul de absorbție al oxidului de holmiu în domeniul 2000 – 7000 Å (în partea de jos este înregistrat spectrul mercurului).

de la 0,05 pînă la 50 Å/s, pentru o dispersie inversă de la 0,4 la 40 Å/mm. Este echipat cu o legătură directă a ieșirii spectrofotometrului cu calculatorul electronic.

Un mare număr de spectrofotometre sînt fabricate de către diverse firme; aparatele sînt special destinate analizei atomice de absorbție. Asemenea aparate conțin, în afară de spectrofotometrul propriu-zis, și o serie de dispozitive pentru pulverizarea soluțiilor, pentru reglarea flăcării și pentru prelucrarea datelor analizei.

Fig. 4.47. Spectrometrul pentru absorbție atomică SP—1900, livrat de firma Unicam.

Ca exemplu, vom prezenta schema aparatului SP—1900, al firmei Unicam (Anglia) (fig. 4.47). Lumina de la una dintre cele șase lămpi (cu catod tubular), care sînt fixate pe o turelă, este împărțită în două fascicule cu ajutorul unor oglinzi de divizare a fasciculelor — fasciculul principal și fasciculul de referință — care, după parcurgerea unui monocromator cu rețea de difracție, sînt trimise pe același fotomultiplicator. Semnalul de la amplificatorul fotoelectronic este aplicat blocului electronic, ce cuprinde instalația de calcul, de la care se obține direct valoarea numerică a concentrației, mediată pe un interval de 20 secunde, în decursul cărora se efectuează un număr de 200 de măsurători. Rezultatul final poate fi citit pe afișajul aparatului, dar poate fi transmis și instalației de imprimare, la autoinscriptor sau la linia teleimprimatorului. Înlocuirea probelor, rotirea turelei pentru trecerea de la o lampă la alta și toate celelalte operații sînt automatizate. Coeficientul de variație, pentru determinarea analitică a diferitelor metale, în cazul unor concentrații medii, este de 0,1—1%.

Capitolul 5

ILUMINAREA ȘI FOCALIZAREA APARATELOR SPECTRALE

§ 1. ILUMINAREA APARATELOR SPECTRALE

Luminozitatea și puterea de separare sînt principalii parametri ai aparatelor spectrale. Pentru a le putea folosi integral, aparatele spectrale trebuie să fie iluminate corect și bine focalizate (bine puse la punct).

În deducerea relațiilor care determină luminozitatea diferitelor aparate spectrale (v. cap. 3), am considerat fanta aparatului drept sursă, care emite lumina într-un unghi solid mare. Fluxul luminos detectat era determinat integral de parametrii aparatului spectral și de strălucirea fantei.

În realitate, numai în cazuri foarte rare se reușește ca sursa de lumină să se aducă în contact nemijlocit cu fanta de intrare a aparatului. De obicei, ea este plasată la o anumită distanță de fantă, iar iluminarea se obține cu ajutorul unui anumit sistem optic. În acest caz, după cum se va arăta în cele ce urmează, strălucirea fantei va fi egală numai cu o exactitate de pînă la pierderile din sistemul de iluminare cu strălucirea sursei. Însă fanta emite lumină numai în interiorul unui anumit unghi solid, determinat de parametrii sistemului de iluminare.

Mai înainte s-a arătat că luminozitatea unui aparat este proporțională cu suprafața secțiunii fasciculului de lumină, incident pe elementul dispersiv. Din această cauză, una dintre condițiile esențiale a iluminării corecte a unui aparat spectral este aceea ca lumina sursei să acopere în întregime suprafața de lucru a elementului dispersiv. Realizarea acestei condiții este necesară și pentru folosirea completă a puterii de separare a aparatului, care este proporțională cu lărgimea fasciculului de lumină incident pe elementul dispersiv.

În cazul înregistrării fotoelectrice a spectrului, luminozitatea este proporțională cu înălțimea fantei de intrare [v. (3.43)]. De aceea, pentru a utiliza în întregime luminozitatea, trebuie ca întreaga fantă să fie iluminată pe toată înălțimea sa.

Cînd se analizează distribuția strălucirii pe suprafața sursei trebuie ca distribuția iluminării după înălțimea liniei spectrale să reproducă distribuția strălucirii după axa (direcția) corespunzătoare a sursei de lumină. În alte cazuri, de exemplu pentru obținerea mărcilor de înnegrire, se cere ca distribuția strălucirii după înălțimea spectrului să fie uniformă. Uneori se preferă ca fanta aparatului spectral să fie iluminată cu radiația emisă de o porțiune restrînsă a suprafeței sursei.

În funcție de problema ce trebuie rezolvată, precum și de dimensiunile și de forma sursei de lumină este necesar să se utilizeze diferite scheme de iluminare a aparatelor spectrale.

Strălucirea unui obiect și a imaginii lui. În optică este demonstrată o teoremă generală care afirmă că nici un sistem optic, în care nu se produce absorbția luminii, nu poate modifica strălucirea imaginii, cu condiția ca obiectul și imaginea lui să se afle într-un mediu cu același indice de refracție.

Această teoremă este ușor de demonstrat într-un caz particular, la care ne vom limita și noi. Fie o suprafață pătrată mică, ΔS, de latură a, așezată pe axa optică a unei lentile subțiri, L, lipsite de aberații optice. Să notăm distanța de la lentilă la această suprafață cu r, iar distanța de la lentilă

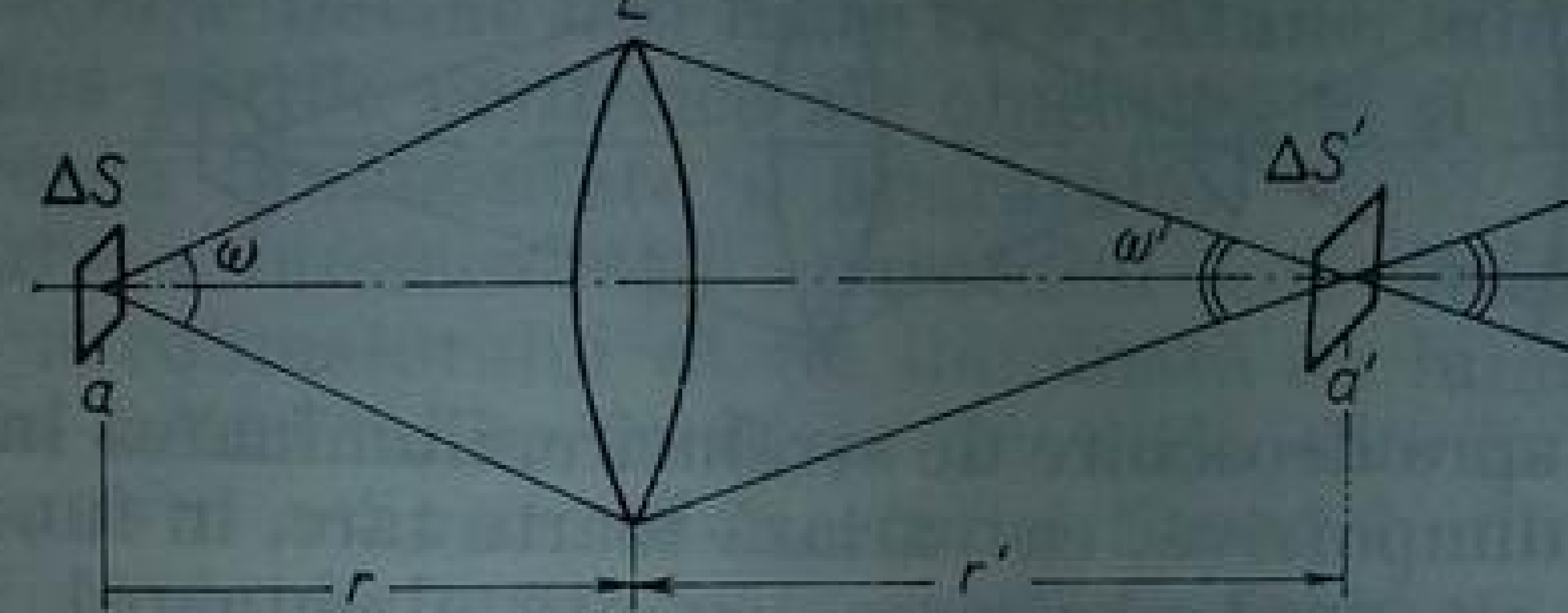


Fig. 5.1. Schiță pentru efectuarea calculului strălucirii imaginii.

la imaginea ei, $\Delta S'$, cu r' (fig. 5.1.). Strălucirile suprafeței și a imaginii să fie B și respectiv B'. Atenuarea luminii din cauza absorbției și a reflexiei pe suprafețele lentilei este dată de coeficientul τ. Fluxul luminos trimis pe lentilă de către ΔS va fi

$$\Phi = Ba^2\omega. \tag{5.1}$$

Fluxul de lumină Φ', care trece prin suprafața $\Delta S'$, este legat de strălucirea ei B' printr-o relație analoagă

$$\Phi' = B'a'^2\omega'. \tag{5.2}$$

Din optica geometrică se știe că

$$\frac{a}{r} = \frac{a'}{r'} \text{ sau } a' = \frac{r'}{r}a. \tag{5.3}$$

Pe de altă parte,

$$\omega = \frac{\pi}{4}\frac{d^2}{r^2}, \text{ iar } \omega' = \frac{\pi}{4}\frac{d^2}{r'^2}$$

unde d este diametrul lentilei. De aici,

$$\frac{\omega}{\omega'} = \frac{r'^2}{r^2} \text{ sau } \omega' = \omega\frac{r^2}{r'^2}.$$

Deoarece variația fluxului de lumină la traversarea lentilei este datorată numai pierderilor provocate de absorbția luminii și de reflexia ei de suprafața lentilei, rezultă

$$\Phi = \tau\Phi', \tag{5.4}$$

de unde obținem

$$Ba^2\omega = \tau B'a'^2\omega'.$$

Înlocuind valorile găsite, a' și ω', obținem

$$B = \tau B'. \tag{5.5}$$

Dacă $\tau = 1$, atunci $B = B'$.

Prin urmare, un sistem optic care nu absoarbe lumină nu modifică nici mărimea fluxului care-l traversează, nici strălucirea obiectului. Dacă în spatele unui obiect transparent care emite lumină se așază o oglindă

(fig. 5.2), atunci se va mări strălucirea imaginii obiectului. Acest fapt nu contrazice teorema demonstrată. Într-adevăr, oglinda, reflectînd razele care se duc în sens invers față de obiect (înapoi), mărește de fapt strălucirea obiectului. Tocmai această strălucire mărită trebuie luată în calcul. Ne aducem aminte

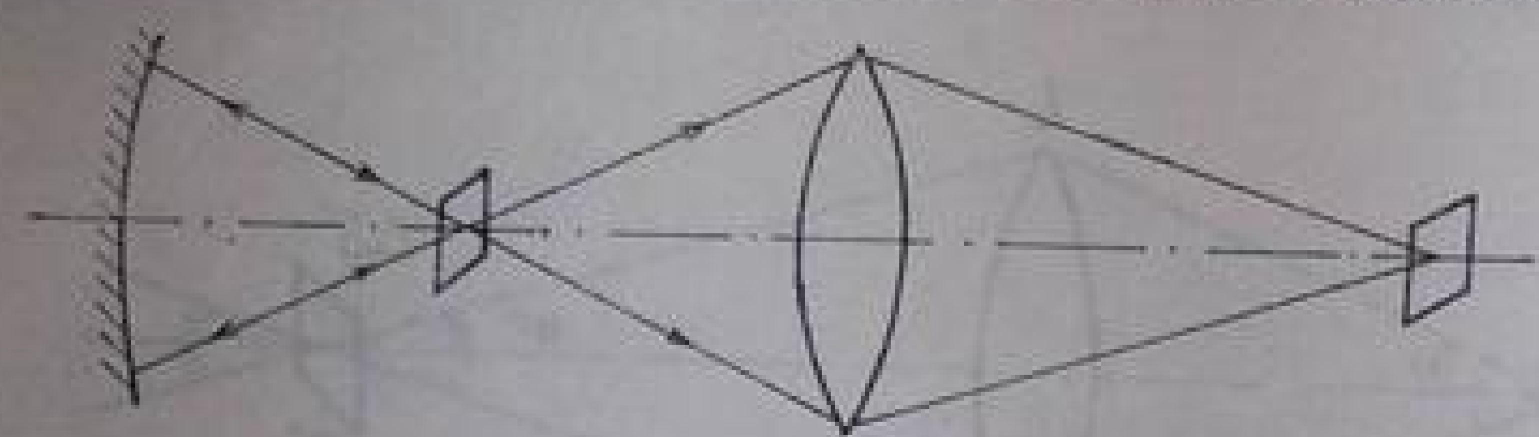


Fig. 5.2. Mărirea strălucirii sursei cu ajutorul unei oglinzi.

că, spre deosebire de strălucire, iluminarea în planul imaginii nu este constantă, ci, dimpotrivă, ea variază foarte tare, în funcție de parametrii sistemului optic. Cu cît crește mărirea, cu atît iluminarea în planul focal scade.

Iluminarea fantei cu o sursă întinsă. Să examinăm cazul iluminării unei fante cu o sursă fără a folosi nici un sistem special de iluminare.

Fie o sursă cu suprafață luminoasă mare, de strălucire constantă, de latură a (fig. 5.3). Fără a restrînge generalitatea, se poate considera această sursă plană. Fie r distanța de la planul luminos la fantă, de lărgime c și înălțime h. Fluxul luminos pe care-l cuprinde obiectivul colimatorului poate fi obținut prin însumarea unor fluxuri elementare, care pleacă de la toate punctele sursei, cuprinse în interiorul unghiului solid, sub care se vede obiectivul colimatorului din centrul fantei. După cum se vede din figura 5.3,

$$\omega = \frac{\pi d^2}{4F^2} = \frac{S}{r^2}. \tag{5.6}$$

Aici, $S = \pi a'^2/4$ este aria porțiunii suprafeței sursei de pe care lumina ajunge la colimator.

Dacă strălucirea sursei este B, atunci fluxul ce provine de la elementul de arie $d\sigma$, al acesteia și care trece prin fantă, va fi

$$d\Phi = B d\sigma d\omega, \tag{5.7}$$

unde $d\omega = ch/r^2$ este unghiul sub care se vede fanta din elementul $d\sigma$. Fluxul total, ce provine de la întreaga suprafață va fi

$$\Phi = Bch \int_S \frac{d\sigma}{r^2}. \tag{5.8}$$

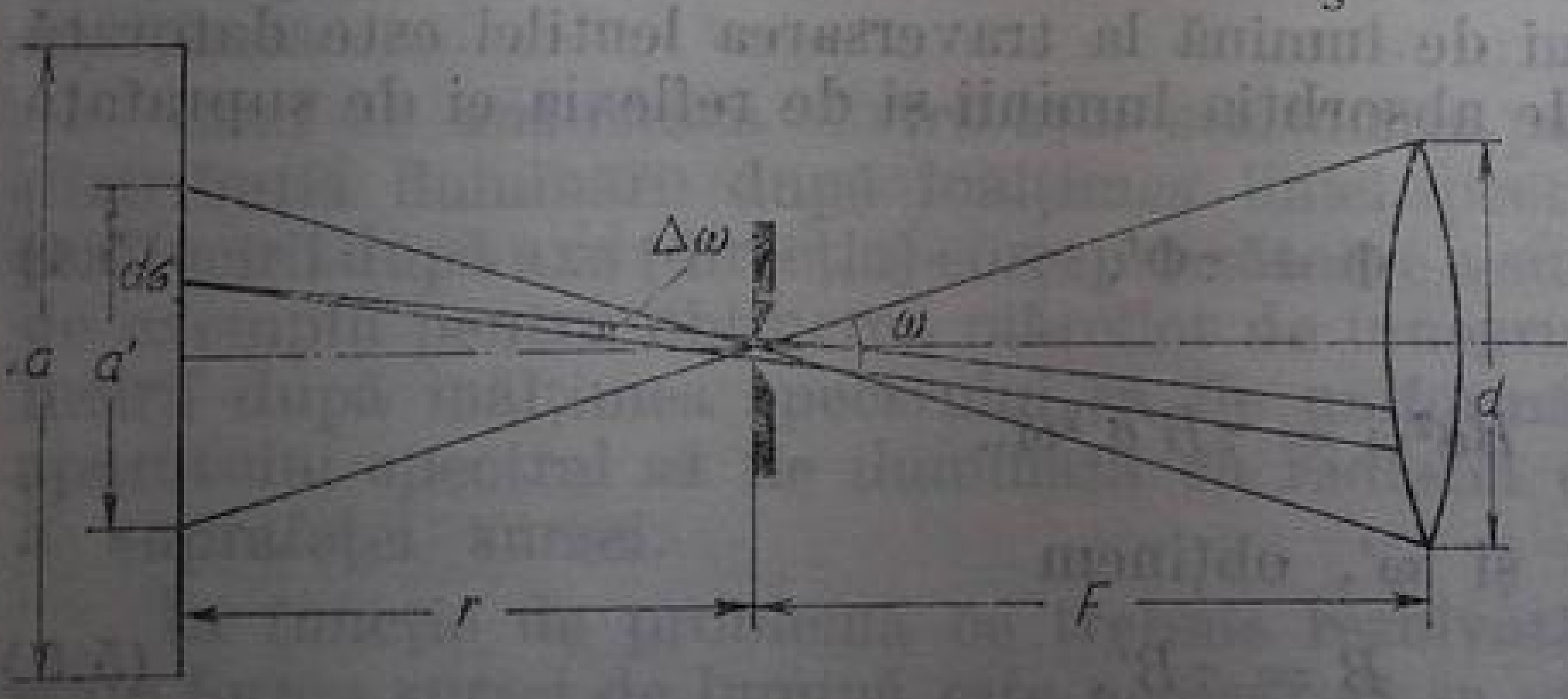


Fig. 5.3. Iluminarea unei fante cu o sursă întinsă.

Avînd în vedere că r variază foarte puțin pentru diferitele puncte ale suprafeței sursei luminoase, se poate scrie

$$\Phi = \frac{BchS}{r^2}. \tag{5.9}$$

Însă din (5.6) rezultă că $S/r^2 = \omega$. Prin urmare,

$$\Phi = Bch\omega \tag{5.10}$$

şi deci nu depinde de distanţa dintre suprafaţa sursei luminoase şi fantă. Acest rezultat este valabil numai pînă în momentul în care sursa este îndepărtată la o distanţă atît de mare, încît $a' = rd/F$ devine mai mare ca a. Atunci lumina ce vine de la sursă nu va mai ilumina părţile periferice ale obiectivului şi deci nu va mai putea fi utilizată întreaga luminozitate a aparatului.

Aşadar, pentru deplina utilizare a luminozităţii aparatului este necesar şi suficient ca întreaga suprafaţă a colimatorului să fie iluminată de lumina sursei. Dacă dimensiunile sursei sînt astfel alese încît ea se vede din fantă sub un unghi mai mare decît obiectivul colimatorului, atunci fluxul luminos care traversează aparatul nu depinde de distanţa de la sursă la fantă.

Din această cauză, avînd o sursă care dă o iluminare uniformă, suficient de mare, o putem plasa la orice distanţă de fantă, atît timp cît este îndeplinită condiţia

$$\frac{a}{r} > \frac{d}{F} \tag{5.11}$$

În acest caz nu este nevoie să se folosească nici un fel de sistem optic pentru iluminarea fantei.

Dacă nu este îndeplinită condiţia (5.11), atunci se foloseşte de obicei o lentilă sau un sistem de lentile, care formează o imagine reală a sursei, la o asemenea distanţă încît să fie îndeplinită condiţia $a_1/r_1 \geqslant d/F$ pentru această imagine*. a_1 şi r_1 sînt dimensiunea imaginii sursei şi, respectiv, distanţa de la imagine la fantă. În acest caz este indiferent dacă imaginea se va afla înaintea fantei sau după ea (fig. 5.4).

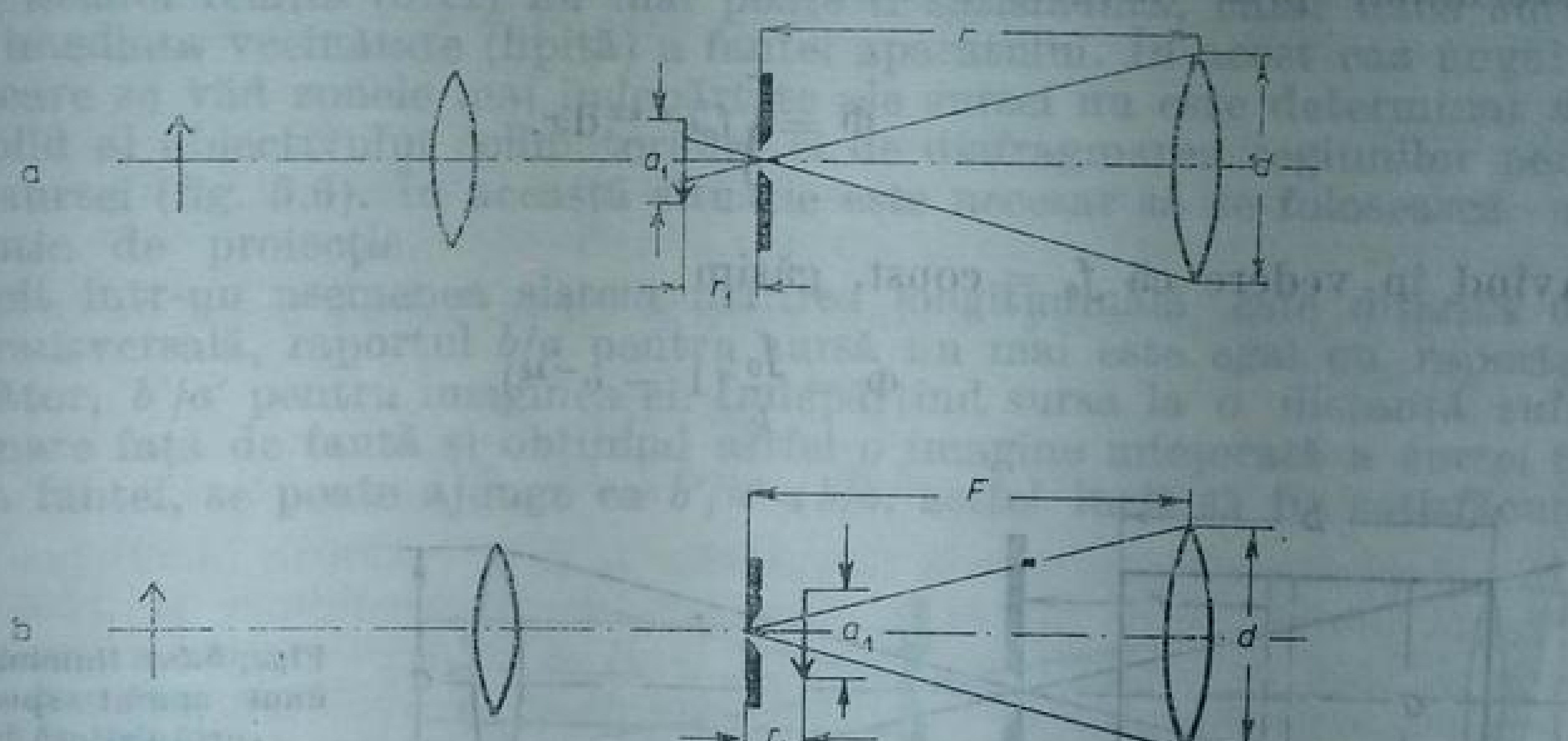


Fig. 5.4. Apropierea imaginii sursei de fantă, cu ajutorul unei lentile: a — imaginea sursei este în faţa fantei; b — în spatele fantei.

Iluminarea fantei cu o sursă care are un anumit volum. Pînă acum am examinat surse de suprafaţă, adică surse ale căror dimensiuni în direcţia axei aparatului spectral erau neglijabil de mici în comparaţie cu dimensiunile supra-

---

* Această condiţie nu este totuşi suficientă, deoarece imaginea sursei, spre deosebire de sursa însăşi, emite lumină numai într-un unghi solid limitat, determinat de optica de iluminat.

feţei luminoase. Însă într-o serie de probleme avem de-a face cu radiaţii care provin de la diverse părţi ale unei surse care are un anumit volum, iar condiţiile de iluminare a aparatului sînt substanţial diferite pentru lumina care provine de la diferite părţi ale sursei. Un asemenea gen de probleme se întîlnesc la studiul spectrelor de difuzie combinată şi de fluorescenţă, excitate în cuve lungi şi observate de-a lungul axei acestor cuve, precum şi la studiul şi observarea emisiei tuburilor de descărcare în gaz, în care observaţiile se efectuează de-a lungul axei. Calculele detaliate ale condiţiilor optime iluminării care provine de la aceste surse sînt suficient de complicate. Aici vom da numai principiile generale după care trebuie să ne conducem în alegerea condiţiilor de iluminare. Sursele spaţiale se împart în surse cu autoabsorbţie şi surse lipsite de autoabsorbţie. În primul caz, lumina care provine de la zonele mai îndepărtate ale sursei este absorbită în straturile care se află între aceste detalii şi fereastra de ieşire a sursei. Fluxul luminos

$$d\Phi_0 = f_0\, dx,$$

emis de zona dx, care se află la distanţa x de capătul sursei (fig. 5.5), se atenuează după legea

$$d\Phi = f_0 e^{-kx}\, dx, \tag{5.12}$$

în care k este coeficientul de absorbţie.

Din cauza acestei dependenţe exponenţiale a energiei ce se propagă, faţă de grosimea stratului, odată cu creşterea acestuia, contribuţia zonelor îndepărtate ale sursei la fluxul luminos total descreşte foarte repede. Dacă coeficientul de absorbţie este foarte mare, atunci contribuie efectiv numai straturile exterioare ale sursei, sursa putînd fi considerată ca o sursă de suprafaţă.

În cazul general, fluxul luminos emis de o sursă cu un anumit volum este determinat prin integrarea fluxului luminos emis de toate straturile

$$\Phi = \int_0^b f_0 e^{-kx}\, dx. \tag{5.13}$$

Avînd în vedere că $f_0 = \text{const}$, găsim

$$\Phi = \frac{f_0}{k}(1 - e^{-kb}). \tag{5.14}$$

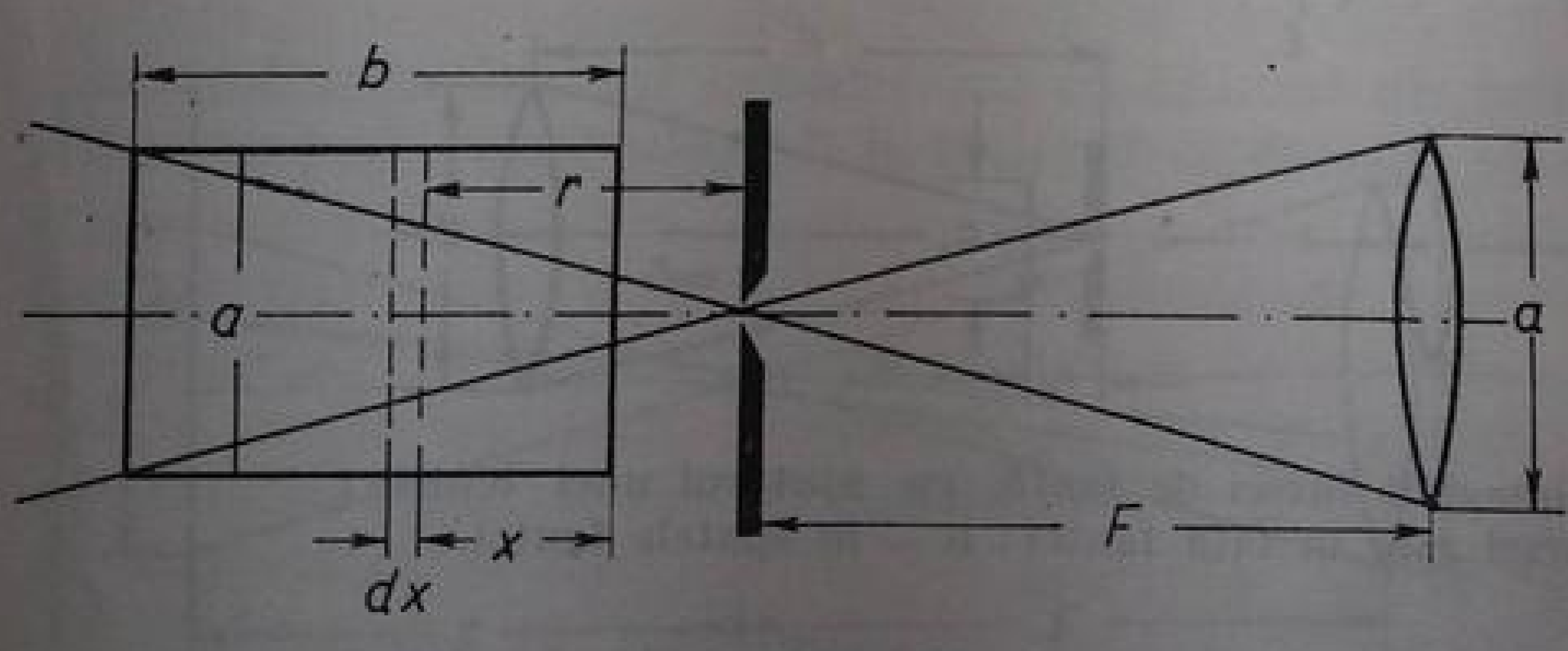


Fig. 5.5. Iluminarea fantei unui aparat spectral cu o sursă extinsă în volum.

Din această egalitate rezultă că fluxul luminos nu depinde practic de grosimea sursei spaţiale, dacă ea depăşeşte o anumită lungime efectivă

$$b_{ef} = \frac{1}{k}. \tag{5.15}$$

Mărimea b_{ef} are un sens fizic simplu. Aceasta este grosimea acelei surse spațiale lipsite de absorbție care emite un flux de lumină egal cu fluxul luminos al unei surse în care se produce absorbție, de lungime infinită. Într-adevăr, pentru $b = \infty$ avem

$$\Phi = \frac{f_0}{k}. \tag{5.16}$$

Pentru o sursă care nu absoarbe, de grosime b_{ef}, fasciculul luminos este egal cu

$$\Phi = f_0 \, b_{ef}. \tag{5.17}$$

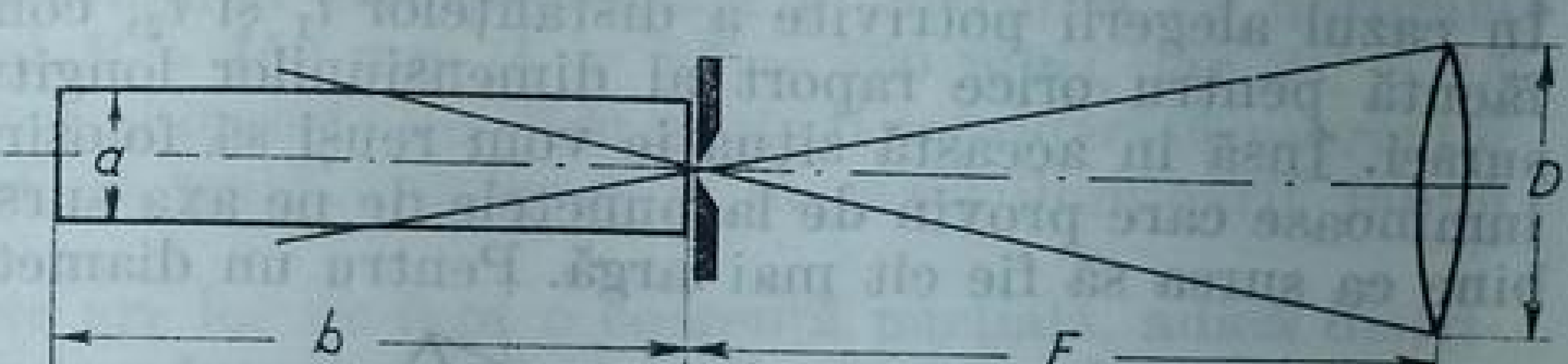
Egalînd (5.16) cu (5.17), găsim $b_{ef} = 1/k$.

Evident, sursa nu trebuie să aibă o întindere în adîncime mai mare decît b_{ef}. Dacă întinderea în adîncime a sursei o depășește pe cea de mai sus, atunci va trebui să căutăm să folosim efectiv din întinderea ei în profunzime numai o parte, care are lungimea dată de egalitatea (5.15).

Majoritatea surselor spațiale folosite în spectroscopie au o autoabsorbție mică, evident, în afara liniilor de rezonanță. Pentru a folosi eficient lumina de la toate zonele obiectului luminos, sursa se așază suficient de aproape de fantă, astfel încît suprafața părții ei posterioare să acopere complet înălțimea fantei și unghiul solid al obiectivului colimatorului. În cazul în care coloana luminoasă nu absoarbe radiația de cercetat, se poate efectua un calcul aproximativ al condițiilor unei iluminări optime, plecînd de la faptul că fiecare strat elementar al sursei, dx, contribuie independent la energia pe care o transmite aparatul (v. fig. 5.5). Condițiile de iluminare sînt optime dacă pentru toate straturile sursei este îndeplinită condiția (5.11). Dacă însă raportul dintre dimensiunile longitudinale și cele transversale ale sursei, b/a, este mai mare decît F/d, atunci relația (5.11) nu mai poate fi satisfăcută, chiar dacă sursa se afla în imediata vecinătate (lipită) a fantei aparatului. În acest caz unghiul solid sub care se văd zonele mai îndepărtate ale sursei nu este determinat de unghiul solid al obiectivului colimatorului, ci de diafragmarea regiunilor periferice ale sursei (fig. 5.6). În această situație este necesar să se folosească un sistem optic de proiecție.

Întrucît într-un asemenea sistem mărirea longitudinală este diferită de mărirea transversală, raportul b/a pentru sursă nu mai este egal cu raportul corespunzător, b'/a' pentru imaginea ei. Îndepărtînd sursa la o distanță suficient de mare față de fantă și obținînd astfel o imagine micșorată a sursei în apropierea fantei, se poate ajunge ca $b'/a' \ll b/a$, astfel încît să fie satisfăcută

Fig. 5.6. Folosirea incompletă a luminii produse de o sursă extinsă în volum.



condiția (5.11). Într-adevăr, prin proiectarea sursei pe fantă cu ajutorul unei lentile (fig. 5.7), mărirea transversală este egală cu

$$\mu_1 = \frac{l_2}{l_1}.$$

Am presupus aici că distanțele de la centrul sursei pînă la lentilă (l_1) și de la lentilă la fantă (l_2) sînt cu mult mai mari și decît dimensiunile transver-

sale ale sursei și ale imaginii ei. Aceasta ne permite să considerăm că mărirea transversală este aceeași pentru toate secțiunile sursei.

Mărirea transversală se poate determina diferențiind formula

$$\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2}=\frac{1}{F}, \tag{5.18}$$

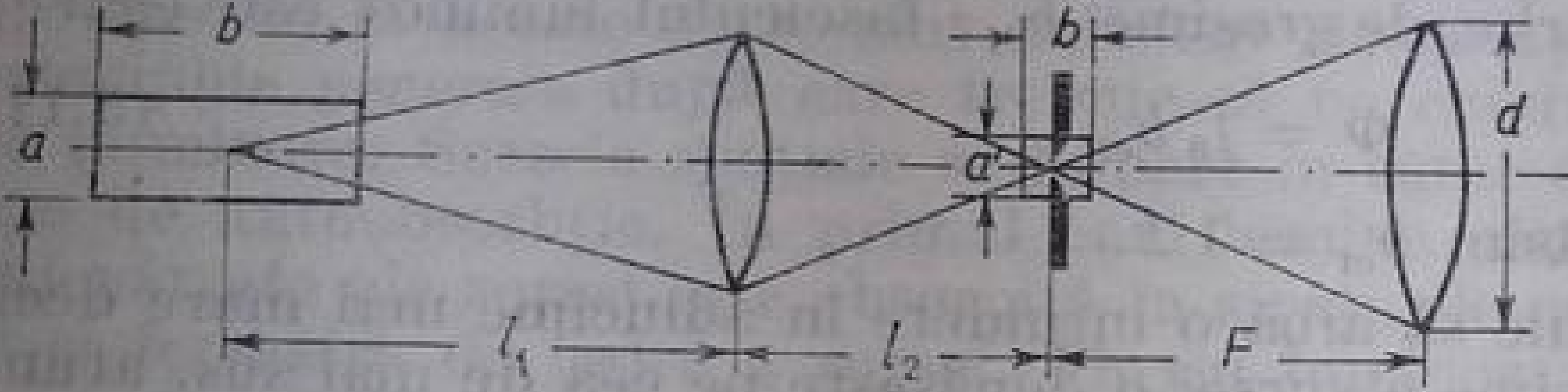


Fig. 5.7. Iluminarea fantei aparatului spectral cu o sursă extinsă în volum, în cazul în care se folosesc elemente optice de proiecție.

de unde,

$$\frac{dl_1}{l_1^2}+\frac{dl_2}{l_2^2}=0,$$

$$\mu_2=\left|\frac{dl_2}{dl_1}\right|=\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2. \tag{5.19}$$

Prin urmare, obținem următoarele relații între dimensiunile transversale și cele longitudinale ale sursei și ale imaginii ei

$$\frac{a'}{a}=\mu_1=\frac{l_2}{l_1},$$

$$\frac{b'}{b}=\mu_2=\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2,$$

de unde

$$\frac{b'}{a'}=\frac{b}{a}\frac{l_2}{l_1}.$$

Dacă se proiectează pe fantă centrul sursei, atunci în loc de condiția (5.11) se obține

$$\frac{a'}{b'/2}=\frac{2a}{b}\left(\frac{l_1}{l_2}\right)\geqslant\frac{d}{F}. \tag{5.20}$$

În cazul alegerii potrivite a distanțelor l_1 și l_2, condiția (5.20) poate fi satisfăcută pentru orice raport al dimensiunilor longitudinale și transversale ale sursei. Însă în această situație vom reuși să folosim efectiv numai fasciculele luminoase care provin de la punctele de pe axa sursei. Din această cauză, este bine ca sursa să fie cît mai largă. Pentru un diametru de ordinul a 1 cm, este

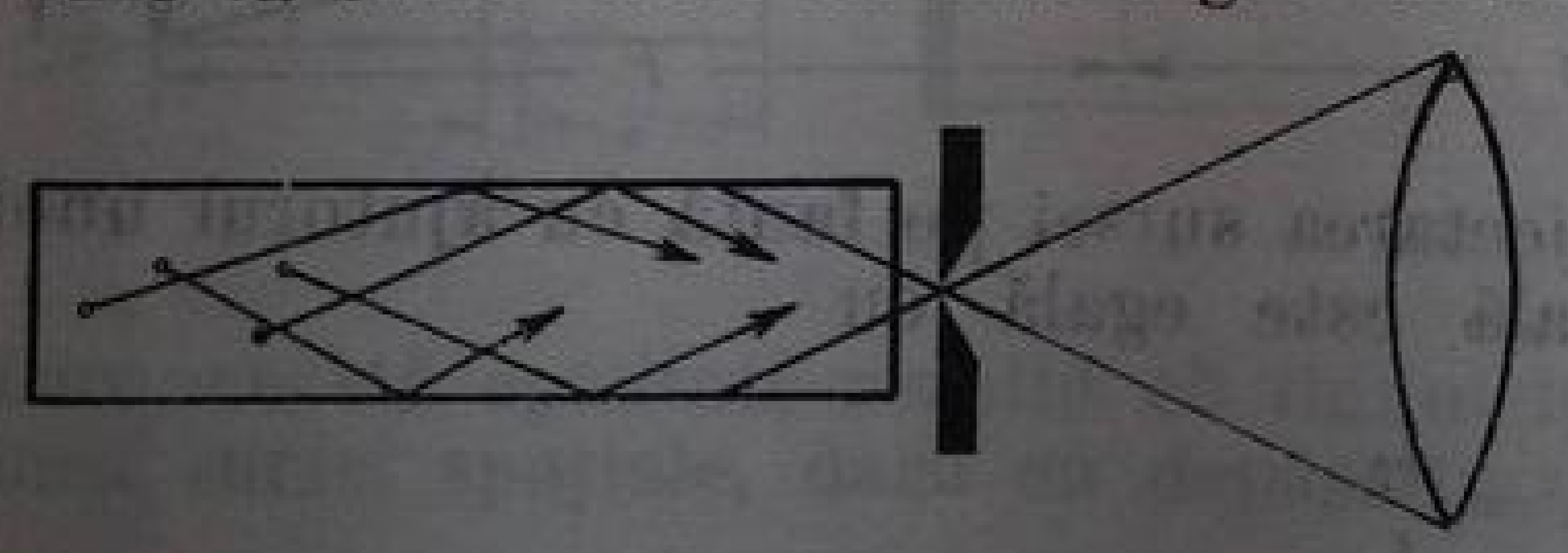


Fig. 5.8. Amplificarea fasciculului luminos incident pe aparatul spectral, prin reflexii multiple în sursă.

dificilă utilizarea efectivă a întregii lungimi a unei coloane mai mari de 10 cm; pentru diametre mai mici, lungimea utilă se micșorează corespunzător. De aceea, nu are sens folosirea unor cuve sau tuburi de descărcare mai lungi,

observate transversal. Un rol esențial în bilanțul energetic al unei surse cu întindere spațială îl poate avea și lumina reflectată de pereții săi (fig. 5.8).

Iluminarea coerentă și iluminarea necoerentă a unei fante. Lumina dată de o fantă astfel încît diferitele elemente ale acesteia emit independent și deci între fazele emise de diferite elemente ale ei nu există relații de fază constante, se numește lumină necoerentă.

Un alt caz limită se realizează atunci cînd diferitele elemente ale secțiunii transversale a fantei emit lumină avînd diferența de fază constantă. O astfel de lumină se numește lumină coerentă.

Forma conturului instrumental pentru cazul luminii coerente este deosebită de cea pentru lumina necoerentă (v. cap. 3).

Să examinăm, la început, iluminarea unei fante cu ajutorul unei surse de lumină întinse (fără a fi un laser), neutilizînd un sistem optic de iluminare. Pentru ca în acest caz să se poată considera iluminarea fantei complet coerentă, este necesar să fie satisfăcută următoarea condiție

$$a\frac{c}{r} \leqslant \lambda, \tag{5.21}$$

în care a reprezintă dimensiunile liniare ale sursei, c este lărgimea fantei, iar r — distanța de la sursă la fantă. Se poate arăta fără nici o dificultate că în cazul în care este satisfăcută condiția (5.21), obiectivul colimatorului nu este complet luminat. Într-adevăr, după cum rezultă din condiția (5.21), pentru o lărgime a fantei ce o depășește pe cea normală ($c > \lambda F/d$), avem

$$\frac{a}{r} < \frac{d}{F},$$

ceea ce contrazice condiția de iluminare integrală (umplere) a colimatorului, (5.11).

Cînd lumina de la o sursă întinsă este proiectată pe fantă cu ajutorul unei lentile, iluminarea poate fi considerată coerentă dacă lărgimea fantei este mai mică decît diametrul maximului central al figurii de difracție, dată de lentilă [5.2, 5.3], adică

$$c < 1{,}22\lambda\frac{l_1}{D_c}, \tag{5.22}$$

unde D_c este diametrul lentilei, iar l_1 este distanța de la lentilă la fantă.

Dacă, de pildă, sursa de lumină este proiectată în mărimea sa naturală cu ajutorul unei lentile avînd $F = 150$ mm ($l_1 = 2F = 300$ mm), iar $D_c = 15$ mm, atunci lumina unei fante mai înguste de 10 m poate fi considerată coerentă.

Evident că tot o lumină coerentă vom avea și în cazul iluminării fantei cu un laser.

În toate cazurile concrete are loc de fapt o coerență parțială, adică distribuția iluminării este descrisă de o funcție al cărei grafic corespunde unui tablou intermediar între (3.14, a) și (3.14, b).

§ 2. CONDENSORI

Sistemul optic folosit pentru iluminarea unei fante poartă numele de condensor sau sistem de condensare. Condensorii se folosesc dacă dimensiunile unghiulare ale sursei sînt insuficiente pentru o iluminare directă a fantei, pre-

cum și în cazul în care problema de studiat constă în analiza distribuției strălucirii luminescenței în funcție de suprafața sursei sau obținerea spectrelor unor anumite zone ale sursei.

Calitățile ce se cer opticii condensorului sînt mult mai modeste decît pentru optica aparatului. Practic orice lentilă care convine ca parametri geometrici se poate folosi drept condensor.

În unele cazuri existența aberațiilor cromatice determină o proastă umplere a deschiderii aparatului pentru anumite domenii spectrale.

Aberația de sfericitate este importantă numai în cazul în care, sursa de lumină fiind foarte mică, trebuie proiectată pe fantă cu o mărire mai mare decît de zece ori. În acest caz, pentru umplerea cu lumină a obiectivului colimatorului și iluminarea unei părți considerabile a fantei, pe înălțime, este necesar să se utilizeze condensoare cu deschideri relative foarte mari. De obicei, aberațiile condensorilor duc la o umplere neuniformă a colimatorului cu lumina de la diferite zone ale fantei. Strălucirea imaginii fantei, obținută în acest caz, este neuniformă pe înălțime. Din această cauză, în cazul surselor de dimensiuni mici va trebui să se lucreze cu condensori sub formă de obiective din multe lentile avînd aberațiile corectate cît mai bine.

În toate celelalte cazuri se folosesc lentile și oglinzi ieftine, a căror precizie (calitate) de fabricație poate să nu fie prea înaltă.

Condensorul format dintr-o singură lentilă. Un asemenea condensor constă dintr-o lentilă simplă sau din una acromatică. Pentru domeniul vizibil al spectrului ea se confecționează din sticlă, iar pentru domeniul ultraviolet, din cuarț. Acromatele pentru ultraviolet reprezintă combinații de cuarț-fluorină sau cuarț-fluorură de litiu. Se pot folosi și lentile lichide, a căror utilizare în alte sisteme optice se evită din cauza neomogenităților datorate curenților de convecție.

Un condensor acromatizat bun poate fi confecționat dintr-un sistem cuarț-apă-cuarț. În acest caz lentilele de cuarț au rolul de ferestre ale unei cuvete umplute cu apă distilată. În figura 5.9 este prezentată schița unui acromat cu distanța focală de 100 mm.

Dimensiunile și distanța focală ale unui condensor format dintr-o singură lentilă sînt determinate de distanța dintre fanta aparatului spectral și sursa

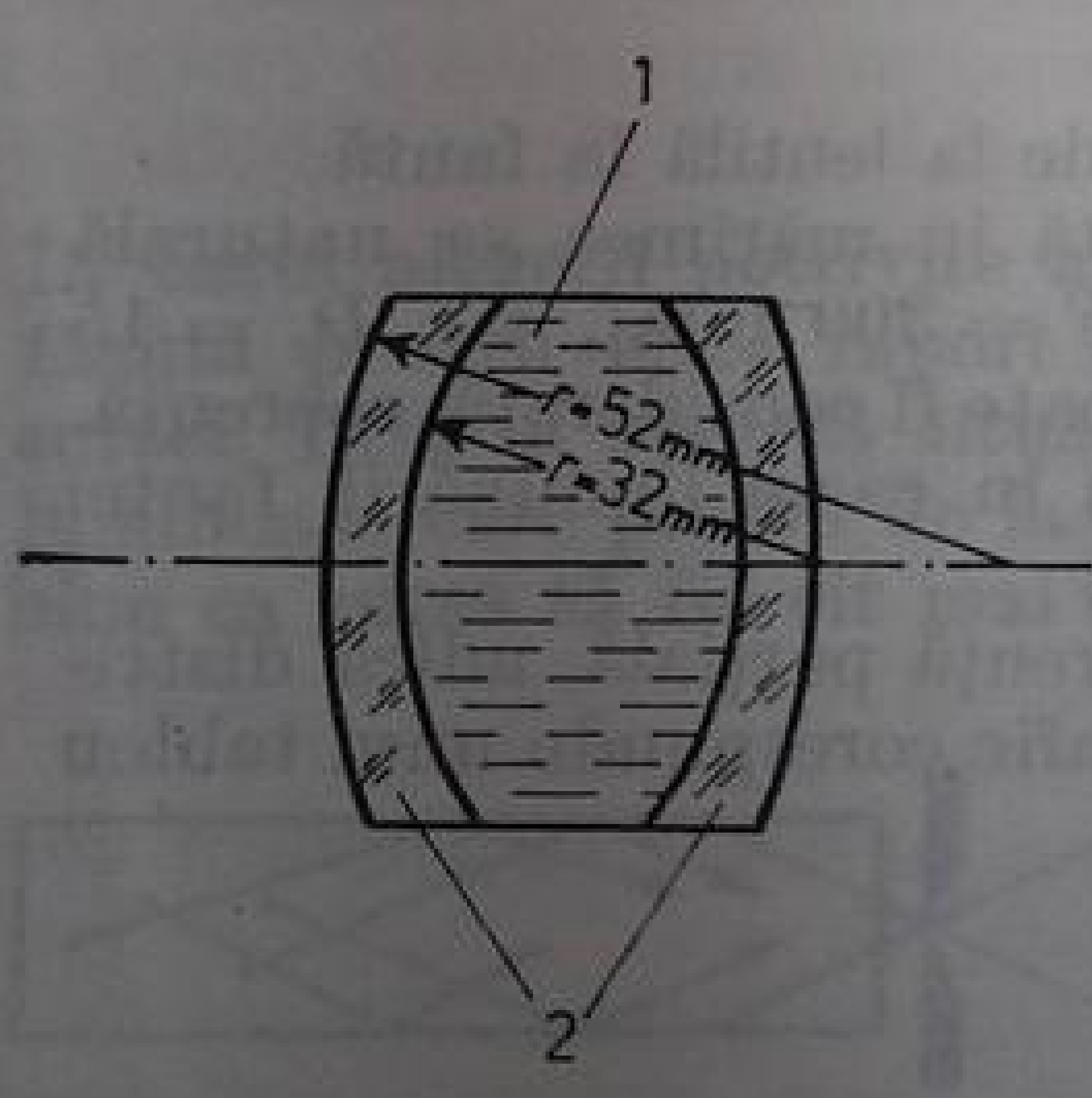


Fig. 5.9. O lentilă acromatică din cuarț și apă: 1 — apă; 2 — cuarț.

de lumină, cît și de raportul de mărire ales. Dacă sursa se află la o distanță L față de fantă și imaginea proiectată pe fantă trebuie să fie mărită de μ ori, atunci distanța focală necesară a lentilei condensoare se obține rezolvînd

sistemul de ecuații

$$\frac{1}{l_1}+\frac{1}{l_2}=\frac{1}{F_c},$$

$$\frac{l_2}{l_1}=\mu, \tag{5.23}$$

$$l_1+l_2=L.$$

În ultimele relații l_1 și l_2 sînt distanța de la sursă la condensor și, respectiv, distanța de la condensor la fantă (fig. 5.10a).

Rezolvînd acest sistem, obținem expresia distanței focale a condensorului

$$F_c=\frac{\mu}{(\mu+1)^2}L\cdot \tag{5.24}$$

Diametrul condensorului se determină din condiția de umplere a obiectivului,

$$\frac{D_c}{l_2}\geqslant\frac{D_1}{F_1}, \tag{5.25}$$

unde D_1 și F_1 sînt diametrul și, respectiv, distanța focală a obiectivului. Dacă sursa se proiectează pe fantă în mărime naturală ($l_1=l_2=L/2$, $\mu=1$), atunci $F_c=L/4$ și $D_c/F_c \geqslant 2\,D_1/F_1$. Prin urmare, deschiderea relativă a condensorului trebuie să fie cel puțin de două ori mai mare decît deschiderea relativă a colimatorului, iar distanța focală a condensorului trebuie să reprezinte o pătrime din distanța de la sursă la fantă. În celelalte cazuri ($\mu \neq 1$), așa cum rezultă din (5.24), $F_c < L/4$.

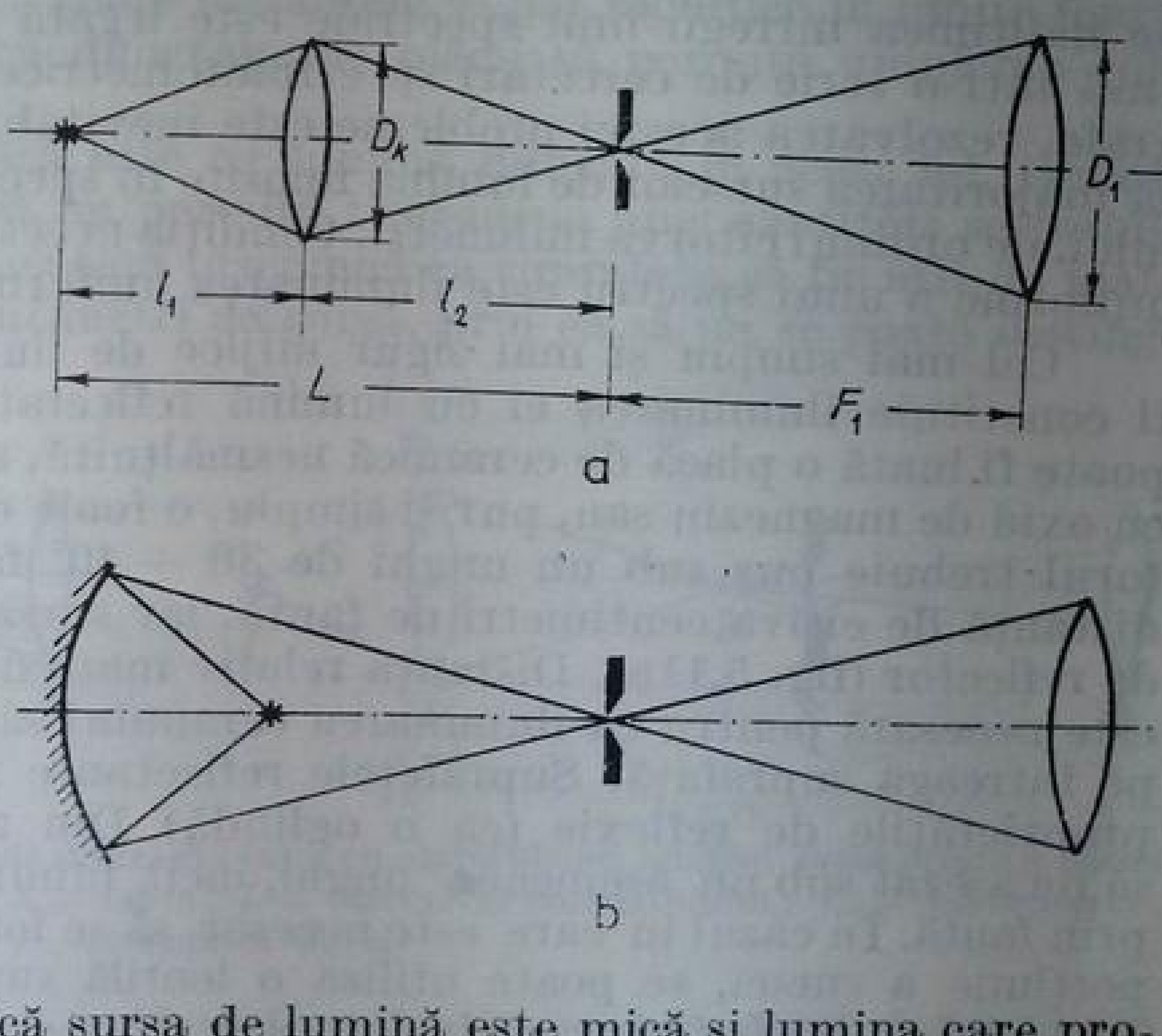


Fig. 5.10. Iluminarea fantei unui aparat spectral cu ajutorul unui condensor format dintr-o singură lentilă (a) și cu ajutorul unei oglinzi (b).

Condensor cu oglindă. Dacă sursa de lumină este mică și lumina care provine de la ea nu este ecranată în partea opusă aparatului spectral, atunci, în locul unei lentile, se poate folosi un condensor format dintr-o oglindă. O oglindă sferică aluminizată are coeficientul de reflexie în jur de 80 % și cu ajutorul ei se poate obține imaginea mărită a sursei pe fantă (fig. 5.10 b).

Calculul distanțelor l_1 și l_2, a distanței focale și a diametrului oglinzii este analog cu calculul pentru un condensor format dintr-o lentilă. Oglinda introduce pierderi de energie ceva mai mari ca în cazul folosirii unei lentile. Avantajul principal al oglinzii îl constituie absența totală a aberațiilor cromatice. Combinarea adecvată a unui condensor cu oglindă cu un condensor cu lentilă permite creșterea de aproape două ori a cantității de lumină care ajunge la aparat. În acest caz sursa este plasată în centrul de curbură al oglinzii (v. fig. 5.2). În situația în care se adoptă acest sistem, trebuie avut în vedere că, datorită traversării suplimentare a sursei de către lumina reflectată de oglindă, pot crește distorsiunile din cauza autoabsorbției liniilor în sursă.

Obținerea spectrelor locale. Folosind un condensor corespunzător se pot obține spectrele de luminescență ale diferitelor domenii destul de mici din volumul sursei. Pentru aceasta trebuie ca condensorul să permită obținerea unor măriri mari și să fie bine corectat de aberații. Dacă cercul de difuzie este mare, atunci lumina de luminescență provenită de la domenii vecine ale sursei se suprapune. De aceea, în scopul obținerii unor spectre locale cu o rezoluție spațială bună se folosesc drept condensoare obiectivele de microscop. Evident, diametrul lor mic nu va permite în general o umplere satisfăcătoare a colimatorului și, din această cauză, pentru obținerea unei rezoluții spațiale bune trebuie să acceptăm micșorarea inevitabilă a cantității de lumină utilizate. Atunci cînd sursa este proiectată pe fanta spectrografului foarte clar (riguros) se obține o distribuție a luminescenței după secțiunea decupată de fantă din imaginea sursei. În acest caz separarea spațială va fi determinată de puterea de separare a lentilei condensorului.

Iluminarea uniformă a spectrului. Pentru o serie de probleme este necesar să se obțină o iluminare uniformă a liniilor spectrale pe toată înălțimea lor. Adesea, în acest caz, este necesar ca fanta să fie iluminată cu lumina care provine de la o regiune restrînsă a sursei. Obținerea unei iluminări suficient de uniforme pe înălțimea întregii linii spectrale este legată de dificultăți destul de mari. Însă într-o serie de cercetări spectrofotometrice, în care se utilizează spectrografe, rezolvarea acestei probleme este inevitabilă. Ea se complică prin faptul că majoritatea surselor de lumină folosite în spectroscopie au dimensiuni relativ mici, de ordinul cîtorva milimetri. Condiția necesară de obținere a unei iluminări uniforme a unui spectru este iluminarea uniformă a fantei aparatului spectral.

Cel mai simplu și mai sigur mijloc de iluminare uniformă a unei fante îl constituie iluminarea ei cu lumină reflectată difuz. Drept reflector difuz poate fi luată o placă de ceramică nesmălțuită, a cărei suprafață este acoperită cu oxid de magneziu sau, pur și simplu, o foaie de hîrtie de desen mată. Reflectorul trebuie pus sub un unghi de 30 — 40° față de axa colimatorului, la o distanță de cîțiva centimetri de fantă, iar sursa, la o distanță de 20 — 30 cm de reflector (fig. 5.11a). Distanța relativ mare dintre ecranul reflectant și sursă este necesară pentru ca iluminarea ecranului să poată fi considerată constantă pe întreaga suprafață. Suprafețele reflectante mate își mențin uneori parțial proprietățile de reflexie (ca o oglindă). Din această cauză, ecranul trebuie să fie așezat sub un asemenea unghi, încît lumina reflectată de el să nu treacă prin fantă. În cazul în care este necesar să se folosească lumina de la o anumită porțiune a sursei, se poate utiliza o lentilă suplimentară și o diafragmă (fig. 5.11 b). Lentila L_1 formează imaginea I a sursei în planul diafragmei D, iar diafragma decupează din ea zona necesară.

Utilizarea unui ecran mat, în special în combinație cu o diafragmă, duce la pierderi foarte mari de energie. Fluxul care trece prin fanta aparatului se micșorează de sute de ori în comparație cu cel obținut prin iluminarea fantei

cu un condensor. De aceea, ecranul mat se utilizează numai în cazul în care se folosesc surse de lumină foarte strălucitoare.

Sursa de lumină poate fi așezată și pe axa optică a colimatorului aparatului, introducînd între fantă și sursă o lamă de sticlă sau de cuarț (pentru domeniul

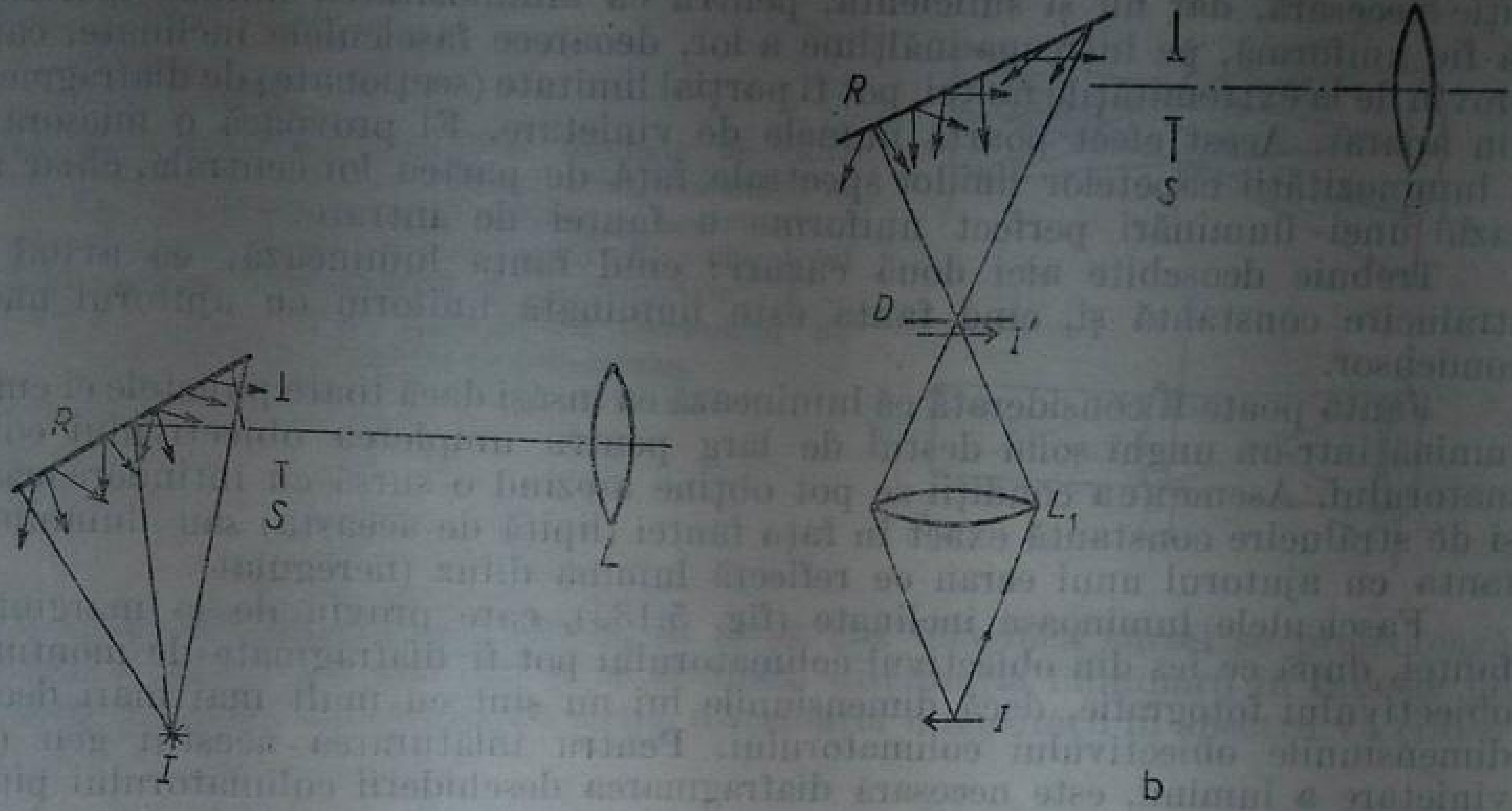


Fig. 5.11. Iluminarea uniformă a fantei cu ajutorul unui ecran care difuzează lumina (a) și cu lumina emisă de o anumită zonă, a unei surse (b) : I — sursă de lumină ; R — suprafața difuzată ; S — fanta ; L — obiectivul colimatorului ; L_1 — condensorul ; D — diafragmă ; I' — imaginea sursei.

ultraviolet) șlefuită (fig. 5.12 a). Toate distanțele se pot modifica în limite foarte largi. Este important numai ca dimensiunile plăcii să permită umplerea colimatorului.

Atunci cînd fanta iluminată este cu lumină difuzată în acest fel, trebuie ca placa ce difuzează lumina să nu permită transmisia unei cantități sesizabile de radiație orientată. Practic, aceasta înseamnă ca suprafața să fie atît de mată încît, fiind așezată la cîțiva centimetri de sursă, prin ea să nu se poată distinge conturul acestei surse.

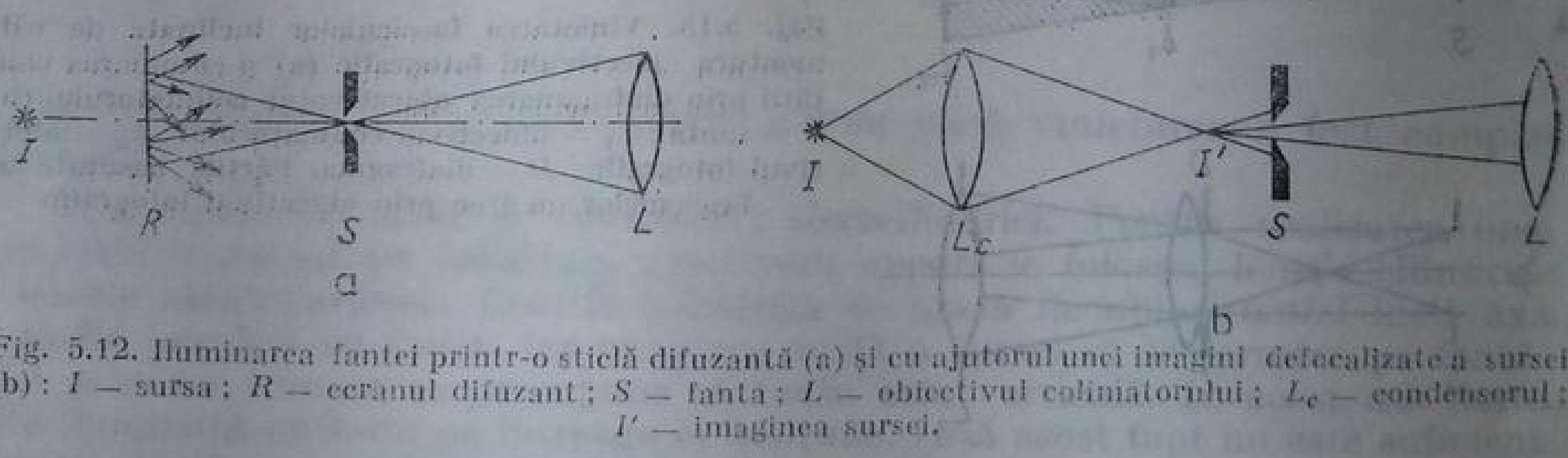


Fig. 5.12. Iluminarea fantei printr-o sticlă difuzantă (a) și cu ajutorul unei imagini defocalizate a sursei (b) : I — sursa ; R — ecranul difuzant ; S — fanta ; L — obiectivul colimatorului ; L_c — condensorul ; I' — imaginea sursei.

Uneori, pentru iluminarea uniformă a fantei, condensorul format din lentile cu suprafețe sferice se deplasează pînă cînd pe fantă, în loc de imaginea clară a sursei, apare un cerc luminos al cărui diametru este mai mare decît dimensiunile fantei (fig. 5.12b). Din desen rezultă clar că această schemă de montare a condensorului nu permite o umplere uniformă a colimatorului cu

lumina provenită de la puncte diferite ale sursei și implică totodată pierderi energetice însemnate.

Pentru obținerea unei iluminări uniforme a imaginii fantei, fără pierderi energetice substanțiale, se folosesc sisteme de condensoare complicate.

Vinietarea. Iluminarea uniformă a fantei unui aparat spectral este o condiție necesară, dar nu și suficientă, pentru ca luminozitatea liniilor spectrale să fie uniformă, pe întreaga înălțime a lor, deoarece fasciculele înclinate, care provin de la extremitățile fantei, pot fi parțial limitate (secționate) de diafragmele din aparat. Acest efect poartă numele de vinietare. El provoacă o micșorare a luminozității capetelor liniilor spectrale față de partea lor centrală, chiar în cazul unei iluminări perfect uniforme a fantei de intrare.

Trebuie deosebite aici două cazuri: cînd fanta luminează, ea avînd o strălucire constantă și, cînd fanta este iluminată uniform cu ajutorul unui condensor.

Fanta poate fi considerată că luminează ea însăși dacă toate punctele ei emit lumină într-un unghi solid destul de larg pentru umplerea obiectivului colimatorului. Asemenea condiții se pot obține așezînd o sursă cu întindere mare și de strălucire constantă exact în fața fantei (lipită de aceasta) sau iluminînd fanta cu ajutorul unui ecran ce reflectă lumina difuz (neregulat).

Fasciculele luminoase înclinate (fig. 5.13a), care provin de la marginile fantei, după ce ies din obiectivul colimatorului pot fi diafragmate de montura obiectivului fotografic, dacă dimensiunile lui nu sînt cu mult mai mari decît dimensiunile obiectivului colimatorului. Pentru înlăturarea acestui gen de vinietare a luminii, este necesară diafragmarea deschiderii colimatorului pînă la asemenea dimensiuni, încît toate fasciculele înclinate care trec prin el să treacă și prin obiectivului fotografic (fig. 5.13 b).

Dacă fanta este iluminată cu un condensor, care proiectează imaginea sursei pe fantă sau sursa se află la o distanță mare față de fantă, atunci fiecare punct al fantei emite lumină numai în limitele unui unghi solid determinat de parametrii sistemului de iluminare. În acest caz, dacă optica de iluminare este calculată pentru umplerea obiectivului colimatorului cu lumină care pro-

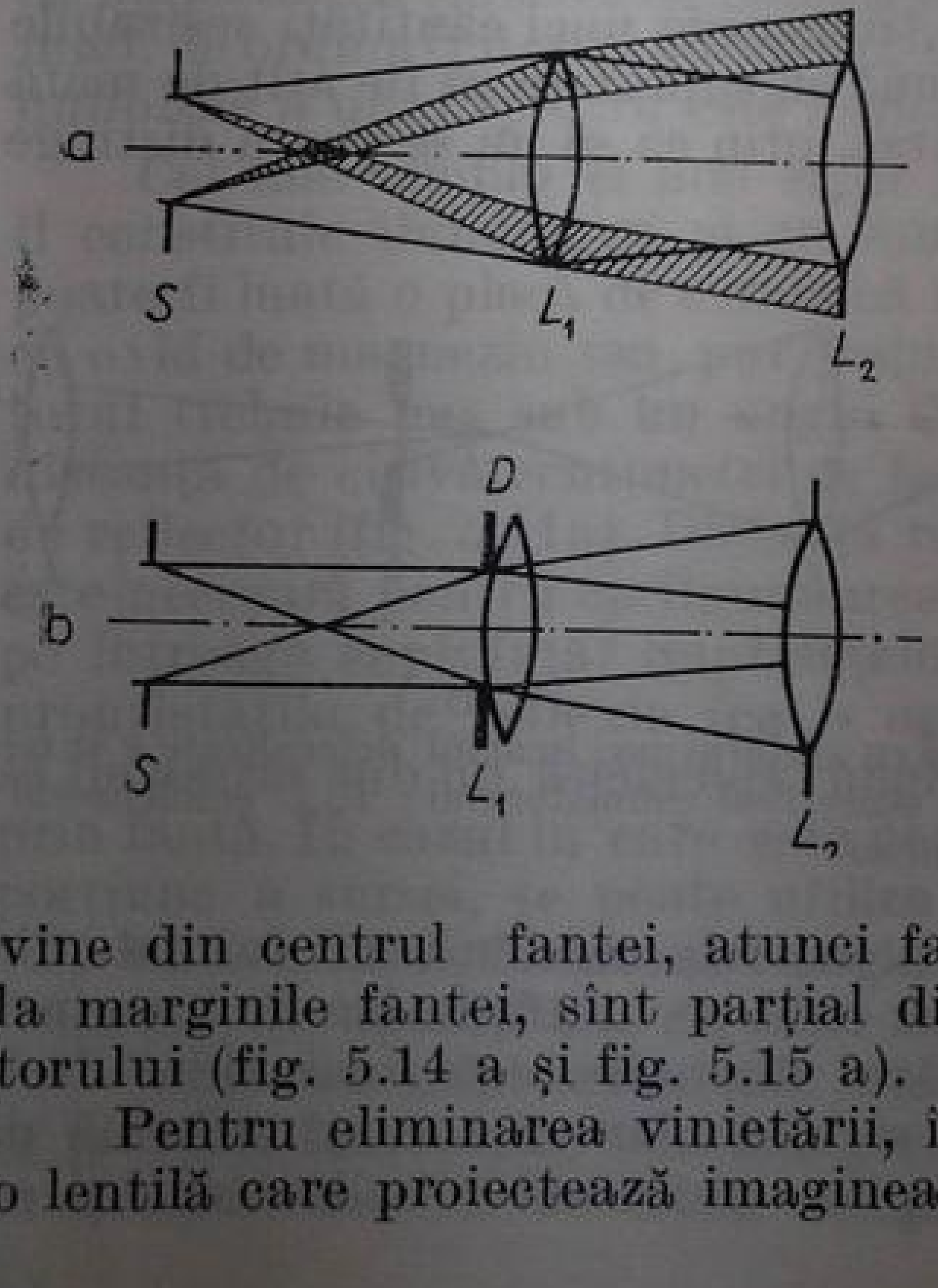


Fig. 5.13. Vinietarea fasciculelor înclinate de către montura obiectivului fotografic (a) și eliminarea vinietării prin diafragmarea obiectivului colimatorului (b): S — fanta; L_1 — obiectivul colimatorului; L_2 — obiectivul fotografic; D — diafragma. Părțile hașurate ale fasciculelor nu trec prin obiectivul fotografic.

vine din centrul fantei, atunci fasciculele luminoase înclinate, care trec pe la marginile fantei, sînt parțial diafragmate de montura obiectivului colimatorului (fig. 5.14 a și fig. 5.15 a).

Pentru eliminarea vinietării, în acest caz se așază imediat în fața fantei o lentilă care proiectează imaginea sursei de lumină (fig. 5.14b) sau a conden-

sorului (fig. 5.15b) în planul obiectivului colimatorului. Această lentilă se numește lentilă antivinietoare.

Eliminarea vinietării este necesară nu numai p[illegible] minări uniforme a spectrului, ci și pentru studiul distribuției strălucirii pe supra-

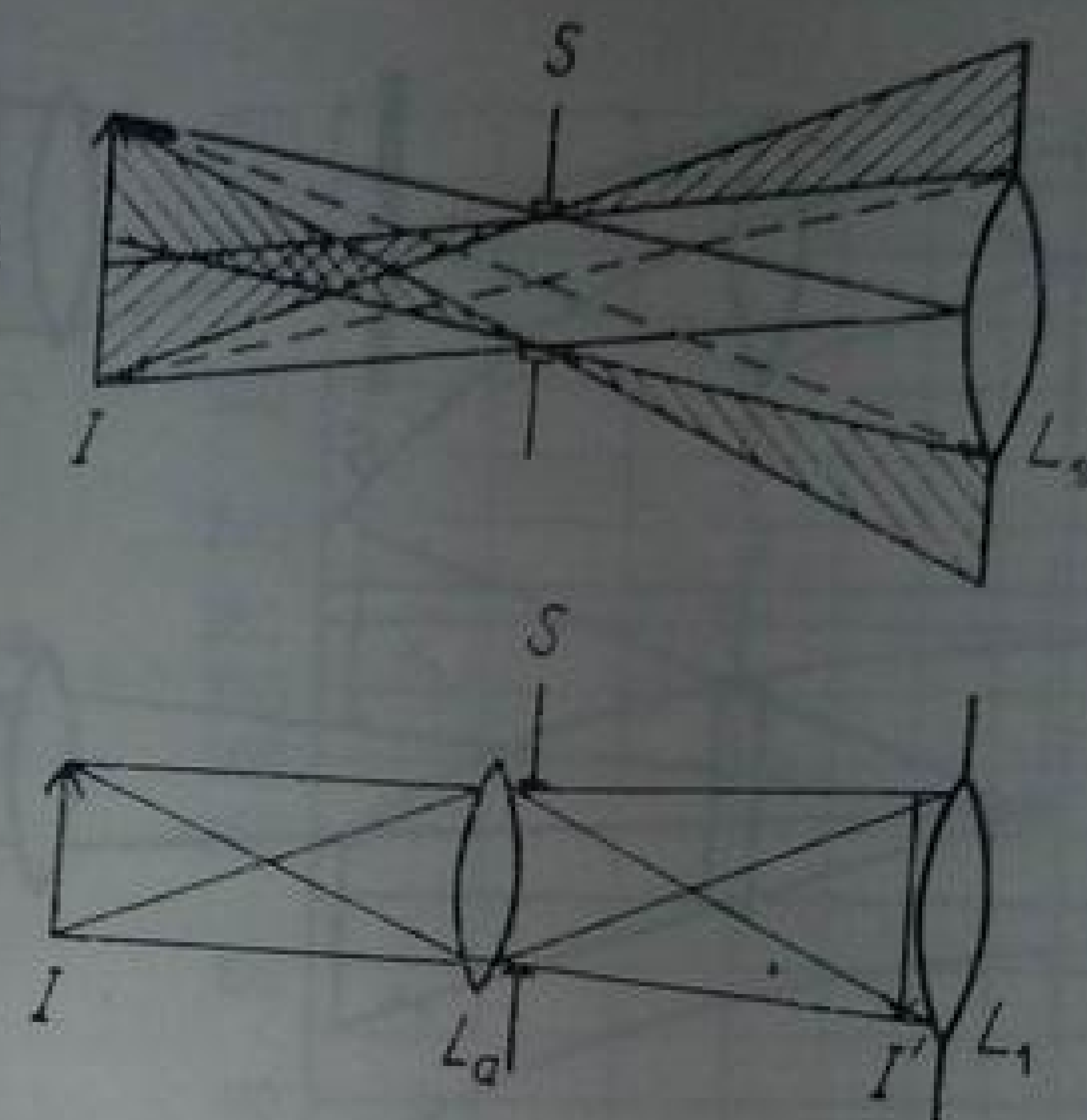


Fig. 5.14. Vinietarea fasciculelor inclinate de către montura obiectivului colimatorului, cînd iluminarea se face fără lentilă (a) și efectul lentilei de antivinietare (b) : I — sursa de lumină ; S — fanta ; L_1 — obiectivul colimatorului ; L_a — lentilă de antivinietare ; I' — imaginea sursei. Părțile hașurate ale fasciculelor nu trec prin obiectivul colimatorului.

fața sursei de lumină. De obicei, în acest caz imaginea sursei se proiectează pe fanta aparatului spectral și se studiază distribuția iluminării în funcție de înălțimea liniilor spectrale. Evident, distribuția intensității în spectru va cores-

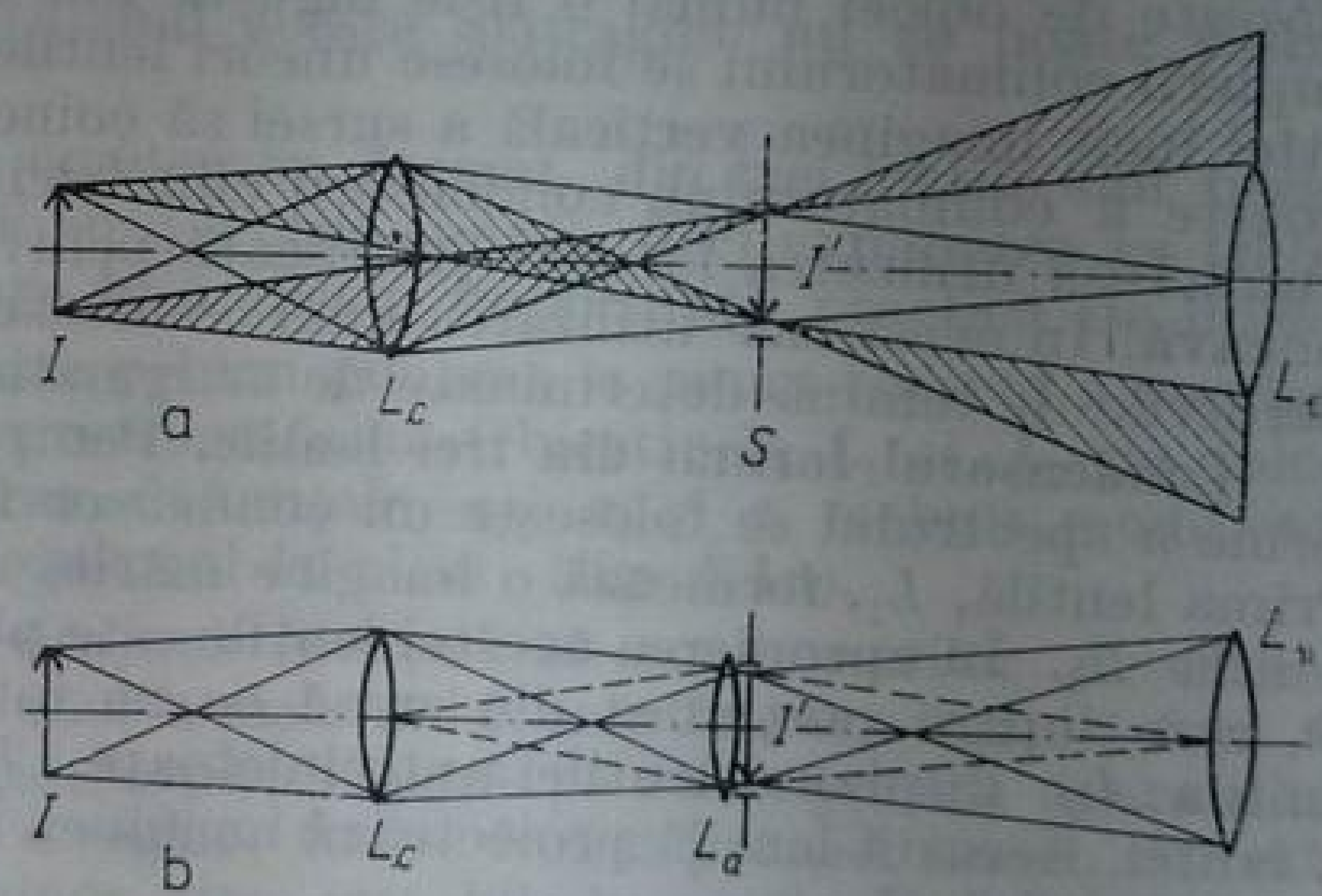


Fig. 5.15. Vinietarea in cazul în care iluminarea fantei se face cu ajutorul unui condensar (a) și acțiunea lentilei de antivinietare (b) ; I — sursa de lumină ; L_c — condensorul ; S — fanta ; I' — imaginea sursei ; L_1 — obiectivul colimatorului ; L_a — lentila de antivinietare.

punde distribuției strălucirii în sursă numai dacă vinietarea a fost complet eliminată.

Condensori cilindrici și condensori sferocilindrici. Pentru realizarea unei iluminări uniforme pe înălțimea spectrului uneori se folosesc lentile cilindrice și lentile sferocilindrice. Lentila cilindrică se așază de obicei astfel încît axa ei să fie paralelă cu fanta, iar imaginea reală a sursei să se formeze pe fantă. Aici și în continuare se presupune că fanta este verticală. În acest caz fanta este iluminată uniform pe întreaga ei înălțime. Însă acest fapt nu este suficient pentru iluminarea uniformă a imaginii fantei. Într-adevăr, în planul orizontal lentila cilindrică refractă lumina și reușește să umple colimatorul (punctul I' din figura 5.16a). În plan vertical însă o lentilă cilindrică acționează ca o placă plan-paralelă (fig. 5.16b). Drept urmare, razele care se află în acest plan și provin de la punctul I vor fi focalizate de sistemul optic al spectrografu-

lui în punctul I''. Acest punct se află înaintea planului focal al aparatului, la o distanță care depinde de distanța dintre punctul I și fantă. În acest caz, imaginea fantei va fi iluminată uniform în limitele segmentului ab. În fiecare caz concret calculele necesare sînt ușor de efectuat, plecînd de la distanțele focale date și de la depărtarea sursei de fantă.

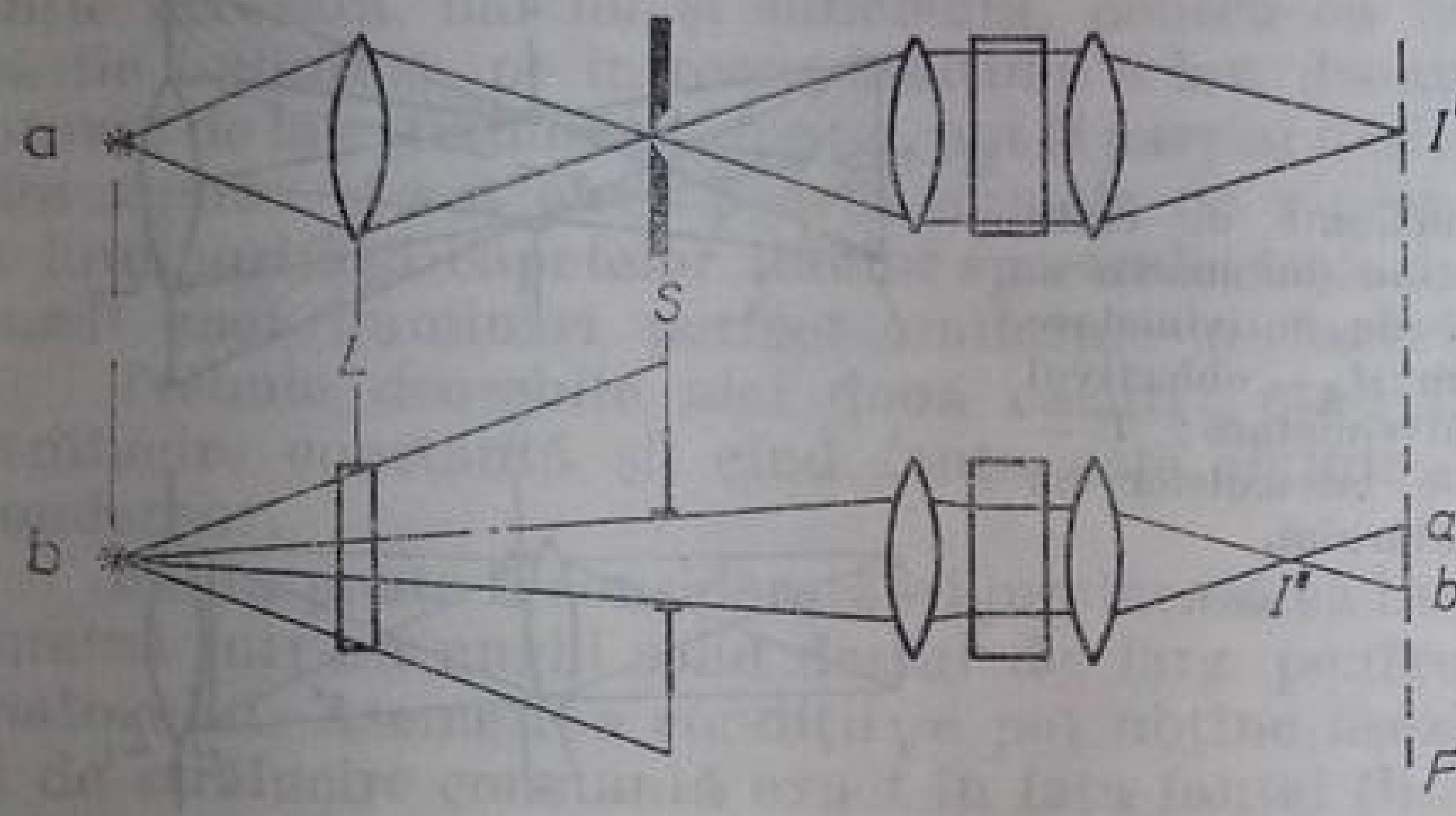


Fig. 5.16. Iluminarea fantei aparatului spectral cu ajutorul unui condensor cilindric: a — mersul razelor în plan orizontal; *b* — mersul razelor în plan vertical. *I* — sursa de lumină; *L* — condensor cilindric; *S* — fantă; *F* — suprafața focală.

O lentilă cilindrică umple cu lumină colimatorul numai în secțiune orizontală. În secțiune verticală colimatorul este umplut numai în măsura în care îl umple sursa.

Practic, aceasta înseamnă că în cazul iluminării cu o lentilă cilindrică se folosește de obicei numai o fișie îngustă din colimator. Pentru îmbunătățirea umplerii colimatorului se folosesc uneori lentile sferocilindrice. Ele se montează astfel încît imaginea verticală a sursei să coincidă cu fanta. Datorită umplerii proaste a colimatorului, condensorii cilindrici aproape că nu se mai utilizează acum. Însă utilizarea lor este justificată pentru iluminarea aparatelor cu rețea concavă. În acest caz utilizarea unui condensor astigmatic poate reduce uneori pierderile de lumină determinate de astigmatismul aparatului spectral.

Condensorul format din trei lentile. Pentru obținerea unei iluminări uniforme a spectrului se folosește un condensor format din trei lentile (fig. 5.17). Prima lentilă, L_1, formează o imagine mărită a sursei în planul celei de a doua lentilă L_2. În apropierea acestei lentile este plasată o diafragmă interșanjabilă, D, care separă porțiunea din sursă ce ne interesează. Lentila L_2 proiectează lentila L_1 în planul lentilei antivinietoare, L_3, așezată în imediata apropiere a fantei. Această lentilă proiectează imaginea mărită a diafragmei D în planul colimatorului L_4.

Fanta va fi iluminată uniform și luminozitatea spectrografului va fi folosită integral numai dacă sînt satisfăcute următoarele condiții: 1) lentila L_1 trebuie

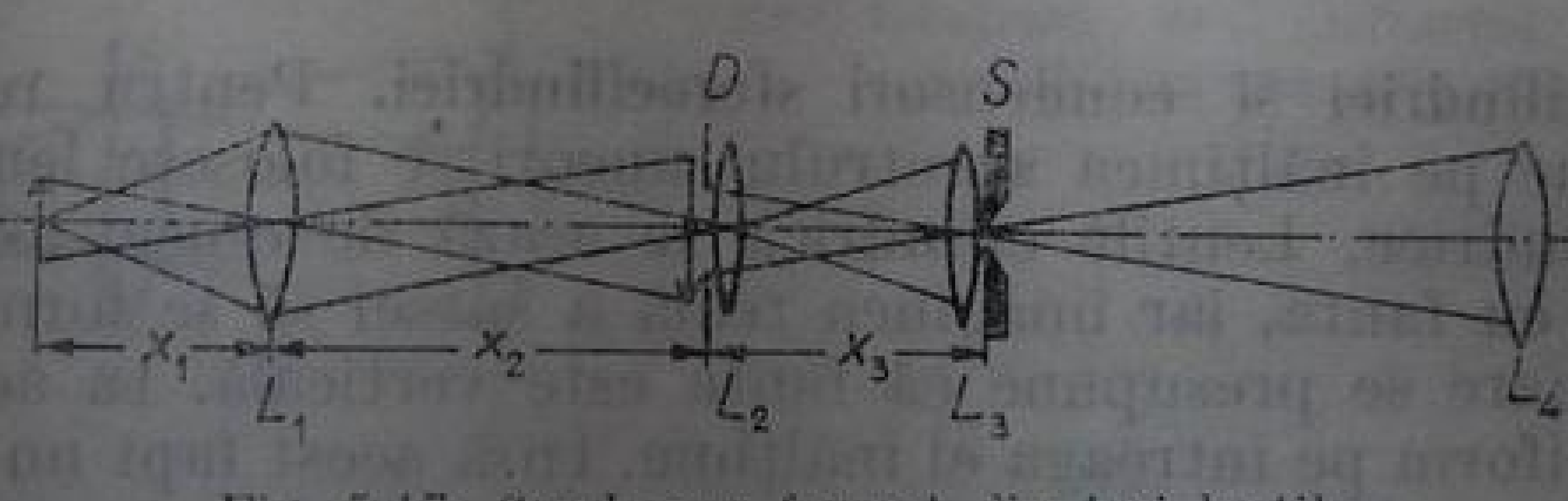


Fig. 5.17. Condensor format din trei lentile.

să fie iluminată uniform, iar pentru aceasta distanța de la ea la sursă trebuie să fie suficient de mare; 2) diametrul imaginii lentilei L_1 trebuie să fie mai mare decît înălțimea sursei; 3) dimensiunea minimă a imaginii diafrag-

mei D, dată de lentila L_3, trebuie să fie mai mare decît diametrul lentilei colimatorului, L_4.

Plecînd de la aceste condiții se pot găsi distanțele focale și deschiderile relative ale lentilelor, chiar dacă acest lucru nu este totdeauna ușor de făcut. De exemplu, condensorul din trei lentile, anexat spectrografului ИСП−51,

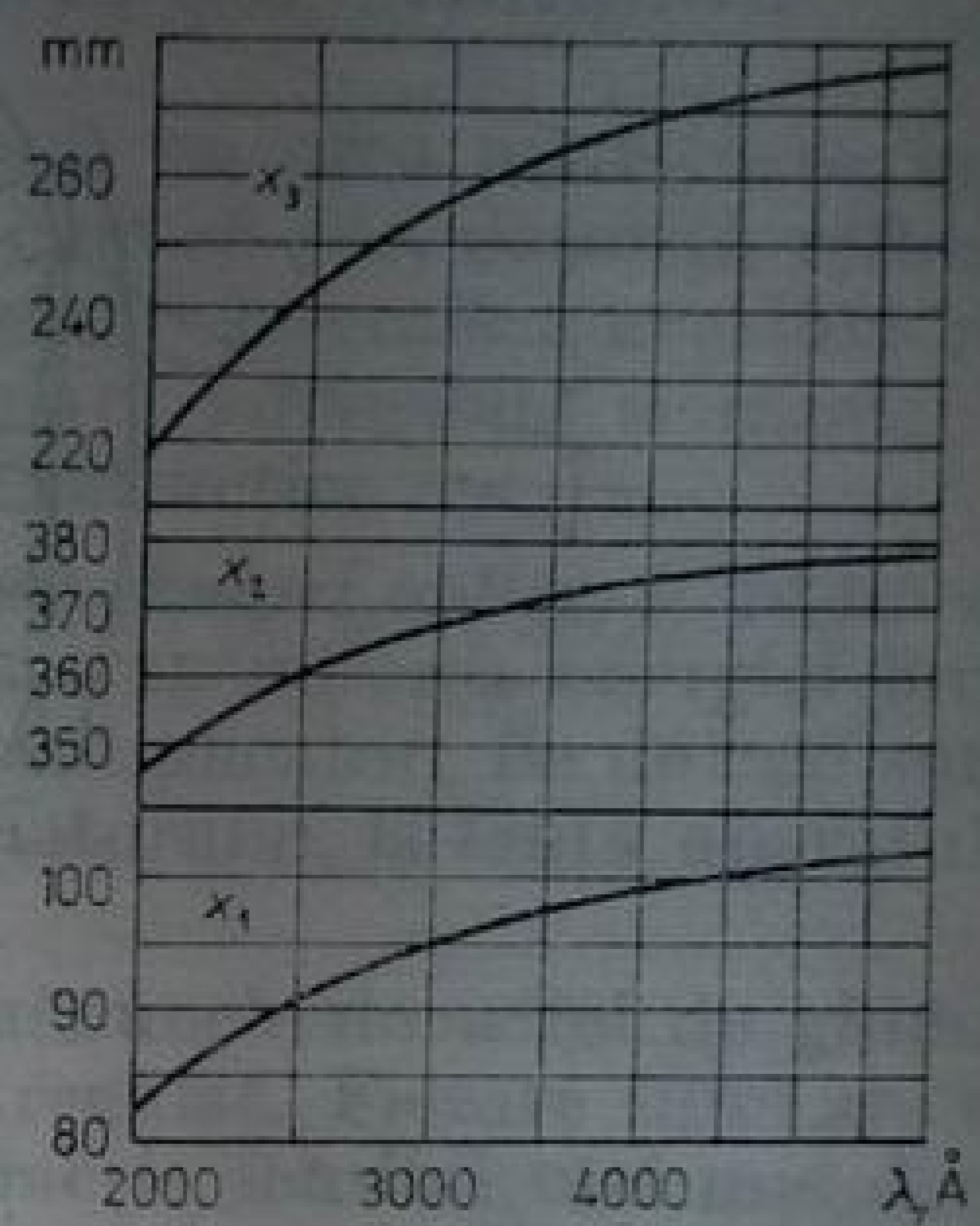


Fig. 5.18. Dependența distanțelor x_1, x_2 și x_3 de lungimea de undă pentru condensorul neacromatizat al spectrografului Q−24.

pentru diafragme înguste, care face parte din completul aparatului, nu îndeplinește condiția 3), astfel încît utilizînd aceste diafragme nu se poate realiza umplerea colimatorului.

Pierderile de lumină într-un condensor format din trei lentile sînt firește mai mari decît în cazul iluminării cu o lentilă simplă, deci expunerea va trebui întrucîtva mărită. Aceasta nu are însă nici o importanță practică de obicei.

Distanțele x_1, x_2 și x_3, necesare pentru punerea la punct corectă a condensorului, sînt date în prospectul spectrografului. Obiectivele L_1 și L_2 de obicei se fac acromatizate; în caz contrar, distanțele x_1, x_2 și x_3 trebuie modificate cînd se trece de la un domeniu spectral la altul (fig. 5.18).

Condensorul cu raster. Un neajuns esențial al condensorilor descriși îl constituie faptul că punerea la punct a sistemului este foarte sensibilă față de orice deplasare a sursei în direcție perpendiculară pe axa optică a aparatului. Acest fapt nu numai că impune o reglare foarte fină a poziției sursei, dar este și deosebit de dăunător în cazul unor surse instabile în spațiu (scîntei, arcuri), care se mișcă într-o agitație continuă cu o amplitudine de ordinul milimetrilor. Pentru obținerea unor spectre iluminate uniform cu ajutorul unor asemenea surse, a fost pus la punct un condensor cu raster [5.1]. El are o serie de avantaje, cu toate că pînă acum nu a căpătat o răspîndire prea mare.

Cel mai simplu condensor cu raster (fig. 5.19 a) constă dintr-o lentilă plan-convexă, 1, pe partea plană a ei fiind realizat rasterul 2. El constă din micile lentile, 3, așezate cît mai strîns; lentilele au aceleași distanțe focale. Lentila 1 construiește imaginea sursei 4 în planul lentilei 5, care se află imediat în fața fantei aparatului spectral. Ansamblul de lentile 3 și 1 dă o imagine micșorată a sursei în planul 7. Numărul și dimensiunile acestor imagini sînt determinate de numărul și de distanța focală a lentilelor rasterului. Lentila 5 formează imaginea planului 7 în planul obiectivului colimatorului 8. Acesta va fi umplut cu lumină, întrucît pe orice element al său cade lumină de la toate elementele sursei. Dacă mărimea deplasărilor dezordonate ale sursei,

în timpul agitației sale, este comparabilă cu dimensiunile sursei însăși, atunci aceste deplasări nu afectează condițiile de iluminare a aparatului.

Schema descrisă nu permite însă totdeauna iluminarea uniformă a unor fante cu o înălțime unghiulară mare. În afară de aceasta, ea face imposibilă selectarea luminii emise de diferitele zone ale sursei.

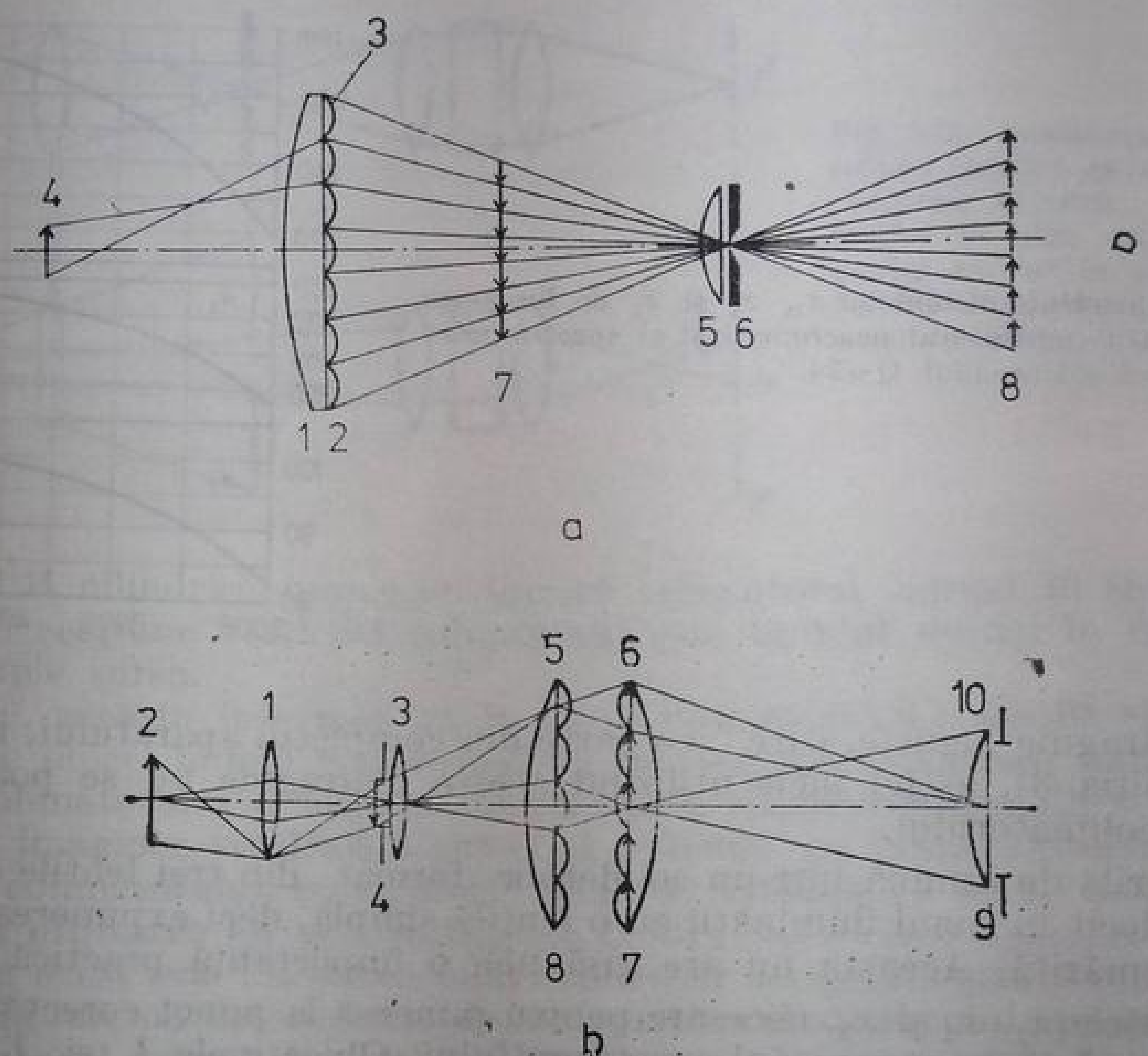


Fig. 5.19. Iluminarea unei fante cu ajutorul unui condensor cu raster (a) și cu ajutorul unei scheme optice care conține doi condensori cu raster (b).

O schemă mai complicată (fig. 5.19 b) nu mai prezintă aceste neajunsurii. Lentila 1 formează imaginea sursei 2 în planul lentilei 3, în care se află diagrama 4. Lentila 3 construiește imaginea lentilei 1 în planul primului raster 5. Acesta dă o imagine a lentilei 3 în planul celui de al doilea raster, 6. Lentila 7 împreună cu rasterul 6 formează imaginea lentilei 8 în planul fantei, 9. Lentila 10 formează imaginea planului 6 în planul obiectivului colimatorului. Rasterele 5 și 6 pot fi identice ; distanța dintre ele este egală cu distanța lor focală.

Cu cît sînt mai mici lentilele rasterului, cu atît iluminarea sistemului este mai perfectă. Diametrul lentilei raster trebuie să fie mai mic decît 0,1 din diametrul lentilei condensor. Alături de condensorii raster cu lentile se utilizează și condensori raster din oglinzi. Rasterele sînt formate uneori din lentile cilindrice. Acest fapt este posibil, întrucît deplasările de agitație ale sursei se produc de obicei într-o singură direcție, perpendiculară pe axa sa și deci numai aceste deplasări vor trebui compensate.

Mai observăm că expunerea totală crește în cazul folosirii condensorilor raster. Aceasta se datorește faptului că obiectivul colimatorului este acoperit cu „petele" formate de imaginile individuale ale sursei. Coeficientul de utilizare

a luminozității este determinat de raportul dintre dimensiunile sursei și lentilei raster în planul obiectivului colimatorului. Într-o evaluare grosieră, pierderile de lumină sînt în acest caz de 50—90 %.

§ 3. CONDUCTORII DE LUMINĂ ȘI OPTICA FIBRELOR

Un fascicul de lumină cu o apertură unghiulară nu prea mare, care intră într-o tijă transparentă pe la un capăt al ei, după cum se știe, datorită reflexiei interne totale, nu va mai ieși din tijă prin suprafața laterală a acestora nici chiar dacă bara este curbată. Apertura unghiulară admisibilă și razele de curbură ale tijei se pot calcula ușor pe baza legii refracției.

Astfel de tije din sticlă sau din cuarț se numesc *ghiduri optice*, fiind uneori folosite în spectroscopie în locul oglinzilor pentru transmiterea energiei luminoase fie de la fanta de ieșire a aparatului la fotomultiplicator, fie de la o sursă de lumină aflată lateral față de axa optică a colimatorului, la fanta aparatului spectral.

Posibilități mult mai largi se obțin luînd un mănunchi de astfel de ghiduri de lumină, format din fibre transparente dispuse regulat. Fiecare fibră are un înveliș din material transparent, cu indice de refracție sensibil mai mic decît indicele de refracție al fibrei. Acest înveliș permite așezarea într-o anumită ordine și lipirea sau sinterizarea fibrei, fără ca lumina să treacă dintr-o fibră în alta. Dacă pe secțiunea de intrare a unui astfel de mănunchi de fibre este proiectată imaginea obiectului, ea va fi transportată la celălalt capăt. Dispozitive de acest gen (care au căpătat denumirea de elemente cu fibre) sînt larg folosite în diverse scheme optice.

Partea opticii tehnice care se ocupă cu problemele legate de calculul, fabricarea și utilizarea elementelor cu fibre se numește *optica fibrelor* [5.4, 5.5].

Fibrele optice pot fi realizate astfel încît să fie flexibile. Dacă sînt confecționate din fire conice, ele permit modificarea dimensiunilor imaginii. De regulă, fibrele sînt confecționate din sticlă grea, acoperite cu un strat din sticlă mai ușoară; diametrul unei fibre poate fi de cîțiva micrometri, la o grosime a stratului de pînă la un micrometru. Prin urmare, puterea de separare a fibrelor optice ajunge pînă la 100 linii pe milimetru, ceea ce corespunde cu rezoluția liniară a dispozitivelor receptoare ale majorității aparatelor spectrale, determinată de granulația emulsiilor fotografice și de lărgimea fantei. Pierderile de lumină dintr-un conductor optic sînt mai mici decît apar ele la prima vedere; la o lungime a mănunchiului de circa un metru ele reprezintă cam 50 %, ceea ce este comparabil cu piederile introduse de sistemele de condensare complicate. Din nefericire, pînă în momentul de față sînt larg răspîndite numai fibrele optice din sticlă și, din această cauză, folosirea lor este limitată numai la domeniul vizibil al spectrului. Utilizarea fibrelor optice este foarte avantajoasă pentru analiza fotoelectrică a unor domenii spectrale ce se află foarte aproape una de alta, ca de exemplu a liniilor apropiate sau a conturului unei linii spectrale. Cu ajutorul conductorilor optici flexibili este ușor ca fiecare interval elementar al spectrului să fie proiectat pe fotocatodul cîte unui fotomultiplicator, ceea ce cu alte mijloace este foarte greu de realizat. Fibrele optice pot fi utilizate și pentru iluminarea fantei unui aparat spectral în cazurile în care sursa și aparatul nu pot fi așezate suficient de comod pentru utilizarea sistemelor de iluminare obișnuite, descrise mai sus. În afară de aceasta, cu ajutorul fibrelor optice se poate modifica forma imaginii (de pildă, se pot transforma curbura

unei linii spectrale într-o dreaptă, cercul dat de etalonul Fabri-Perot — v. cap. 6 — într-un dreptunghi), se poate concentra lumina de la cîteva regiuni ale unui spectru pe un singur receptor, ceea ce poate prezenta interes în analiza spectrală (v., de exemplu, [5.6]).

Cu ajutorul fibrelor optice se pot rezolva o serie de alte probleme ale spectroscopiei experimentale, dintre care unele vor fi prezentate în continuare. Utilizarea încă insuficient de largă a fibrelor optice în construcția de aparate spectrale este determinată probabil de răspîndirea lor încă relativ redusă.

§ 4. PUNEREA LA PUNCT A SURSEI ȘI A SISTEMULUI DE ILUMINARE

Punerea la punct a sursei de lumină. Pentru iluminarea corectă a aparatului spectral sursa trebuie să se afle pe axa optică a colimatorului, iar axele optice ale lentilelor sistemului de iluminare trebuie să coincidă cu axa colimatorului. Precizia punerii la punct depinde de dimensiunile unghiulare ale sursei. Ea trebuie să fie cu atît mai mare cu cît aceste dimensiuni sînt mai mici.

Pentru înlesnirea punerii la punct, toate piesele optice sînt fixate în monturi speciale, care au șuruburi de punere la punct. Monturile sînt fixate pe călăreți, care se deplasează pe bancul optic.

În primul rînd este necesar ca șina să fie fixată paralel cu axa optică a aparatului. În acest scop, pe un călăreț care se află cît mai aproape de fanta de intrare, în fața centrului ei se fixează o sursă punctuală de lumină, de exemplu, un beculeț de la o lanternă de buzunar.

Deschizînd larg fantele de intrare și de ieșire ale aparatului, se plasează ochiul în apropierea centrului fantei de ieșire (sau a secțiunii focale a aparatului) astfel încît în ochi să ajungă domeniul vizibil al spectrului. Dacă sursa este pusă la punct suficient de exact, atunci ea se vede în centrul lentilei colimatorului.

Apoi se deplasează călărețul la o distanță de 50—100 cm de fantă. Dacă bancul optic este corect fixat, atunci poziția sursei nu trebuie să se deplaseze față de centrul colimatorului. În majoritatea cazurilor bancul optic este fixat de aparat și este prevăzut cu șuruburi de punere la punct pentru ajustare în poziția corectă. Verificarea se face după poziția sursei față de centrul colimatorului. Apoi sursa punctuală se înlocuiește cu sursa cu care se va lucra de fapt. Nici în acest caz nu trebuie să se observe vreo modificare a poziției imaginii sursei față de lentila colimatorului, cînd și această sursă este deplasată de-a lungul bancului.

Punerea la punct a lentilelor de iluminare. Dacă se folosește un condensor format dintr-o singură lentilă, atunci distanța de la sursă la fantă, L, trebuie să satisfacă condiția $L \geqslant 4F_c$, F_c fiind distanța focală a condensorului. Condensorul se așază astfel încît el să dea o imagine micșorată a sursei pe mijlocul fantei. Dacă bancul este pus la punct corect, iar sursa este înlocuită cu condensorul, astfel încît pe fantă să se proiecteze o imagine mărită a sursei, atunci centrul ei va trebui să coincidă din nou cu centrul fantei. Este recomandabil ca fanta să fie acoperită cu un capac alb, pe care se află o cruce al cărei centru coincide cu centrul fantei.

Dacă centrul imaginii mărite a sursei nu coincide cu centrul imaginii micșorate, atunci se aduce centrul imaginii mărite a sursei în coincidență cu reticulul, deplasînd sursa. Apoi se apropie din nou condensorul de fantă și se

aduc în coincidență centrul imaginii micșorate cu reticulul, deplasînd condensorul. După una-două astfel de corecții, ambele imagini se vor afla într-o poziție corectă față de centrul fantei.

Proiectînd sursa pe fantă și privind-o cu ochiul, care se află în apropierea planului focal, în cazul unei coincidențe suficient de exacte a axei optice a colimatorului cu axa condensorului, vom vedea obiectivul fotografic iluminat uniform. Se poate ca el să nu fie iluminat în întregime, dacă deschiderea relativă a condensorului este insuficientă pentru umplerea deschiderii aparatului, dar și în acest caz tabloul trebuie să fie simetric. Dacă numai o parte a orificiului este acoperit cu lumină, atunci înseamnă că axa condensorului nu este bine pusă la punct față de axa colimatorului. Acest lucru se corectează printr-o deplasare fină a bancului. Imaginile care se obțin sînt date în figura 5.20.

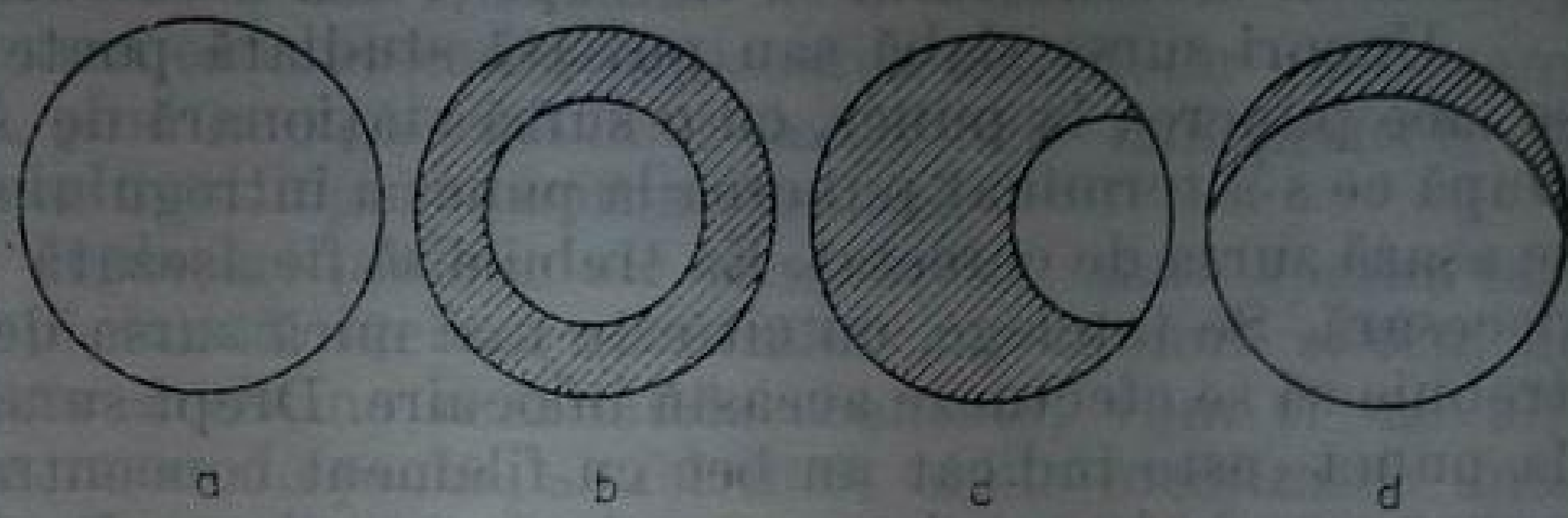


Fig. 5.20. Aspectul dinspre suprafața focală a unei lentile colimatoare iluminate: a, b — condensorul este centrat pe axa colimatorului; c, d — condensorul este deplasat față de axa colimatorului.

Dacă condensorul astfel pus la punct este numai un element al unui sistem de iluminare format din trei lentile, de pildă este prima lentilă, atunci, după punerea la punct, se poate scoate călărețul pe care este montată ea și, procedînd la fel, să fie pusă la punct cea de a doua lentilă a condensorului. De data aceasta în timpul acestor operații nu trebuie atinse nici sursa, nici șina; corecțiile se efectuează numai prin deplasarea lentilei.

Apoi, se fixează prima și a doua lentilă la distanțele cerute față de sursă și de fantă. În acest scop se observă imaginea sursei pe un ecran așezat în planul celei de a doua lentile, iar imaginea primei lentile pe capacul fantei. Pentru a ușura ultima operație, pe montura primei lentile se poate fixa o diafragmă sub formă de tăietură ale cărei extremități permit efectuarea focalizării cu mai multă siguranță.

Cea de a treia lentilă a sistemului de iluminare se fixează, de obicei, pe un inel care se îmbracă pe fantă. În acest fel se asigură centrarea ei automată față de axă. Cînd această lentilă se așază pe un călăreț independent în apropierea fantei, trebuie urmărit ca imaginea diafragmei așezate în fața celei de a doua lentile să fie în planul obiectivului colimatorului. Acest fapt se realizează prin alegerea corectă a distanței focale a lentilei folosite pentru înlăturarea luminii parazite. Colimatorul trebuie să fie umplut cu lumină. Umplerea se verifică la fel ca în cazul punerii la punct a primei lentile. Ajustarea se realizează numai prin deplasarea celei de a treia lentile.

Punerea la punct corectă a schemei de iluminare poate fi ușor verificată numai pentru domeniul vizibil al spectrului. Pentru domeniul ultraviolet, rezolvarea acestei probleme poate fi ușurată prin folosirea opticii acromatizate. În caz contrar, se stabilește locul lentilelor pentru domeniul vizibil, iar apoi ele sînt deplasate conform curbei de dispersie a materialului lentilelor.

Punerea la punct a surselor slabe și a surselor în impulsuri. Adesea, în spectroscopie este necesar să se studieze surse care dau o lumină foarte slabă sau care emit numai în domeniul ultraviolet sau infraroșu al spectrului, așa cum se pot analiza surse de lumină pulsate. O punere directă la punct a unor asemenea surse după schema descrisă mai sus nu este posibilă.

În cazul unor surse slabe se lucrează în încăperi întunecate. Dacă adaptarea ochiului la întuneric se produce un timp mai îndelungat (30-60 min), sensibilitatea vederii crește substanțial, iar imaginea, care nu se vede deloc în condiții obișnuite, poate deveni perfect vizibilă.

Dacă se lucrează sistematic cu asemenea surse, este recomandabil ca pereții și tavanul laboratorului să fie vopsiți într-o culoare neagră mată.

Uneori sursa slabă sau pulsată studiată poate fi înlocuită, atîta timp cît se face punerea la punct, cu o sursă staționară de strălucire suficient de mare. După ce s-a terminat punerea la punct a întregului sistem, în locul acestei surse se așază sursa de cercetat. Ea trebuie să fie așezată suficient de exact în poziția necesară. Se înțelege, cu cît este mai mică sursa de studiat, cu atît mai exact trebuie să se efectueze această înlocuire. Drept sursă pentru operația de punere la punct este indicat un bec cu filament concentrat, de la o lanternă de buzunar sau de la un cistoscop ori un uretroscop. Poziția lor este lesne de stabilit cu o precizie de zecimi de milimetru.

În cazul în care poziția sursei este fixă, astfel că nu se poate deplasa și aduce pe axa aparatului spectral, va trebui să se deplaseze aparatul cu totul pînă cînd axa lui va fi orientată pe sursa de lumină. Bancul optic și lentilele de iluminare se pun la punct prin procedee obișnuite.

De un real folos pentru punerea la punct a sistemelor optice complicate poate fi un laser mic cu heliu-neon al cărui fascicul paralel de raze permite ușor și exact să se pună la punct chiar și elemente ale sistemului optic care se află la distanță mare unul de altul. Un fascicul laser focalizat cu o lentilă ne conferă o sursă de lumină punctuală aproape ideală.

Fixarea lărgimii fantei. Punerea la punct a sistemului condensor se începe cu fantele aparatului spectral deschise la lărgimea lor maximă. Cînd se verifică umplerea cu lumină a colimatorului, fantele vor trebui îngustate, altfel la ochi va pătrunde prea multă lumină. Totuși fanta nu trebuie făcută mai îngustă de 0,1 – 0,2 mm, deoarece în cazul unor fante prea înguste se produce o creștere a lărgimii unghiulare a fasciculului, datorită difracției pe fantă. În acest caz colimatorul poate părea umplut cu lumină, chiar dacă condensorul nu este pus la punct corect.

După verificarea umplerii cu lumină, se fixează lărgimea de lucru a fantei. În acest scop, fanta se închide cu atenție, pînă cînd ea obturează complet trecerea luminii. Aceasta se constată urmărind prin fanta de ieșire larg deschisă sau printr-o deschidere în planul focal al aparatului momentul în care obiectivul fotografic devine complet întunecat. Pentru a facilita observațiile, ochiul trebuie să fie adaptat la întuneric și protejat de lumina laterală, acoperind capul și partea aparatului cu camera cu un material de culoare închisă.

După ce ne convingem că fanta este închisă, fără a întrerupe observarea obiectivului fotografic prin rotirea șurubului începem să deschidem cu mare atenție fanta, pînă cînd în aparat apare o lumină abia perceptibilă. Se notează diviziunea de pe tamburul șurubului fantei și se deschide apoi fanta la diviziunea necesară numărînd de la diviziunea notată. Acest fapt este necesar, deoarece diviziunea zero a tamburului fantei este deplasată deoseori față de poziția șurubului în care fanta este închisă; afară de aceasta, șurubul poate avea un mers în gol important.

§ 5. FOCALIZAREA APARATULUI SPECTRAL

Se numește focalizare operația prin care se obține cea mai mică lărgime a conturului instrumental, caracteristică pentru aparatul respectiv. În acest scop, elementele receptoare (stratul sensibil al plăcii, fantele de ieșire) trebuie

să coincidă cu suprafața pe care sistemul optic al aparatului spectral formează imaginea monocromatică a fantei de intrare. În afară de aceasta, fiecare dintre celelalte elemente ale opticii trebuie să fie fixate astfel încît aberațiile întregului sistem să fie minime. Practic, acest lucru înseamnă că fanta de intrare trebuie să se afle cît mai aproape de focarul obiectivului colimatorului, iar în cazul unui aparat cu rețea concavă, pe cercul lui Rowland.

Pentru a realiza focalizarea este necesară deplasarea diferitelor subansambluri ale aparatului spectral, pînă la obținerea unor imagini cît mai perfecte ale liniilor spectrale, adică a celui mai îngust contur spectral.

De obicei, numărul de deplasări posibile ale elementelor unui aparat este extrem de mare. Din această cauză, trebuie să urmăm un anumit sistem de procedee, căci altfel, pentru a obține rezultatele scontate, vom fi nevoiți să efectuăm un număr prea mare de probe, astfel încît chiar focalizarea unui aparat simplu ne va cere foarte mult timp.

În ciuda acestui fapt, nu se pot indica procedee generale pentru focalizarea tuturor aparatelor, ele depinzînd în mare măsură de construcția aparatului respectiv. De aceea, aici vor fi date numai anumite rețete, care să folosească drept ghid pentru elaborarea unui plan concret de focalizare a unuia sau altuia dintre aparate.

Alegerea sursei și a sistemului de iluminare. Pentru focalizare trebuie folosită o sursă de spectru de linii, cu un fond, pe cît posibil slab și cu liniile luminoase înguste, așezate suficient de aproape în domeniul spectral care ne interesează.

Lărgimea contururilor liniilor alese trebuie să fie mică în comparație cu lărgimea conturului instrumental. Această condiție, care poate fi ușor satisfăcută pentru aparatele nu prea mari, creează însă serioase dificultăți atunci cînd puterea de separare depășește 10^5. Apoi dimensiunile sursei trebuie să fie suficient de mari, pentru ca cu ajutorul ei să poată fi ușor iluminată uniform întreaga fantă și umplut cu lumină colimatorul.

Trebuie să reamintim faptul că umplerea incompletă sau neuniformă a deschiderii active a colimatorului poate afecta foarte serios conturul instrumental al aparatului. Frecvent pentru focalizare se folosește lumina unei lămpi cu mercur de joasă presiune, cît și arcul electric între electrozi de fier sau de cupru. O utilizare largă o au și tuburile cu descărcare în gaz, în special lămpile cu neon sau tuburile Geissler de dimensiuni mici, umplute cu gaze inerte. Pentru focalizarea aparatelor de putere de separare înaltă, se folosesc surse care dau linii cît mai înguste, de pildă, laserul cu gaz sau un catod concav răcit.

Pentru focalizarea majorității aparatelor cu înregistrare fotoelectrică, sursa trebuie să fie suficient de stabilă. Variațiil de strălucire pot introduce distorsiuni ale conturului instrumental înregistrat.

Sursele de lumină de dimensiuni relativ mari, de exemplu lămpile cu neon sau lămpile cu mercur, pot fi așezate la o distanță mică de fantă, astfel încît să asigure umplerea colimatorului fără ca să mai folosim condensorul. Sur sele de dimensiuni nu prea mari, de pildă arcul electric, este cel mai bine să fie folosite pentru iluminarea fantei cu lumină difuză. Folosirea ecranelor difuze este recomandabilă numai în cazul în care dispunem pentru focalizare de linii strălucitoare.

Dacă însă sîntem obligați să utilizăm pentru focalizare surse relativ slabe, de dimensiuni mici, atunci va trebui să apelăm, pentru umplerea cu lumină a colimatorului, la un sistem de condensare. De obicei, condensorul dintr-o singură lentilă (și mai bine acromatizat) care proiectează pe fantă imaginea mărită a sursei dă rezultate complet satisfăcătoare.

Este de dorit ca focalizarea să se efectueze la o lărgime a fantei ceva mai mică decît aceea pe care o va fi folosi aparatul în timpul lucrului.

Finețea focalizării. La orice deplasare a stratului fotosensibil al plăcii fotografice sau a fantei de ieșire față de poziția optimă, se va produce o lărgire

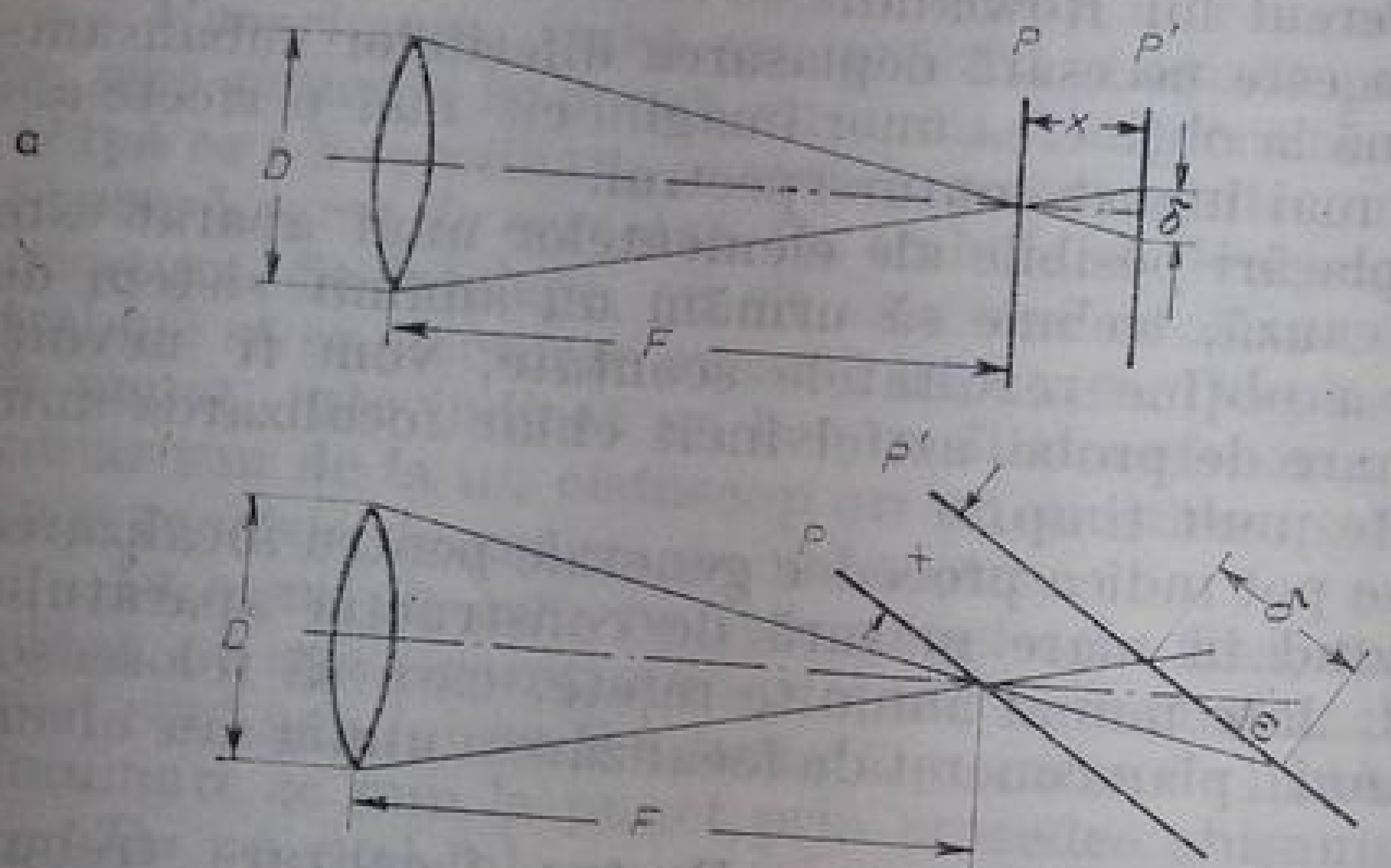


Fig. 5.21. Lărgirea unei linii spectrale în cazul defocalizării: a — suprafața focală este perpendiculară pe axa obiectivului camerei; b — suprafața focală este înclinată.

a conturului instrumental al aparatului, adică defocalizarea acestuia. Deplasarea minimă a acestor elemente, care afectează deja lărgimea conturului instrumental, caracterizează finețea focalizării. Sensibilitatea față de astfel de deplasări a diverselor aparate este diferită.

Fie ca obiectivul fotografic să aibă diametrul D și distanța focală F. Să presupunem că placa fotografică P' este desplasată față de suprafața focală a aparatului, P, cu distanța x. Pentru simplitate vom considera că suprafața focală este perpendiculară pe axa lentilei aparatului fotografic. Din figura 5.21 a rezultă

$$\frac{\delta}{x}=\frac{D}{F}$$

sau

$$\delta = x\frac{D}{F}. \tag{5.26}$$

Deplasarea x nu va afecta calitatea focalizării, dacă mărimea δ este sensibil mai mică decît limita de rezoluție a aparatului. Această limită este în general în jur de 10^{-2} mm și se poate considera că pot fi admise deplasări ale suprafeței focale atît timp cît $\delta < 10^{-2}$ mm. De aici rezultă că

$$x < 10^{-2}\frac{F}{D}\ \text{mm}. \tag{5.27}$$

Pentru un aparat cu deschiderea relativă $D/F = 1/10$, va fi deci admisă o deplasare $x < 10^{-1}$ mm. Pentru un aparat cu deschiderea relativă 1 : 40 (ДФС—8), deplasarea minimă sesizabilă de aparat se află în jur de 0,5 mm. Un aparat cu camera avînd o luminozitate mare ($D/F = 1/2$) va fi sensibil la deplasări ale plăcii fotografice de sutimi de milimetru.

Este de la sine înțeles (fig. 5.21 b) că dacă suprafața focală este înclinată față de raza incidentă, atunci sensibilitatea focalizării aparatului față de micile deplasări ale plăcii fotografice va crește. Nu este greu de arătat că pentru aparatele cu deschideri relative modeste,

$$\delta = x \frac{D}{F \sin^2 \varepsilon}. \tag{5.28}$$

Aici ε este unghiul de incidență a luminii pe stratul fotosensibil. Prin urmare, sensibilitatea la deplasări a plăcii fotografice crește pentru aparatele cu suprafața focală înclinată, de $1/\sin^2 \varepsilon$ ori.

Pentru focalizare deseori este deplasată nu suprafața fotosensibilă însăși sau fanta de ieșire, ci un anumit element optic, de exemplu, obiectivul fotografic. În acest caz, sensibilitatea focalizării va fi determinată de sensibilitatea față de deplasări a acestui element anume.

Criteriile de focalizare optimă. Focalizarea se reduce de obicei la obținerea unei serii de spectre ale sursei, obținute pentru poziții diferite ale elementelor aparatului spectral. Focalizarea se obține prin metoda aproximațiilor succesive, pe care o vom explica pe exemple concrete de focalizare a unor aparate reale.

Să ne oprim, la început, asupra procedeelor de alegere a „celui mai bun" spectru.

Prima etapă a focalizării constă de fapt în realizarea unei serii de spectrograme obținute prin deplasări grosiere ale elementului de focalizant, de pildă, a obiectivului aparatului fotografic al spectrografului. Dacă după o evaluare preliminară finețea de focalizare este de 0,1 mm, atunci într-o primă experiență vom fotografia spectrele ce se obțin la o deplasare a obiectivului de 0,5 mm, cuprinzînd întregul interval în care se poate deplasa obiectivul.

Pe o spectrogramă astfel obținută se disting clar în care dintre spectrele înregistrate liniile sînt cele mai înguste (fig. 5.22). După aceea, obiectivul se deplasează în jurul acestor diviziuni, cu 0,1 sau chiar cu 0,05 mm.

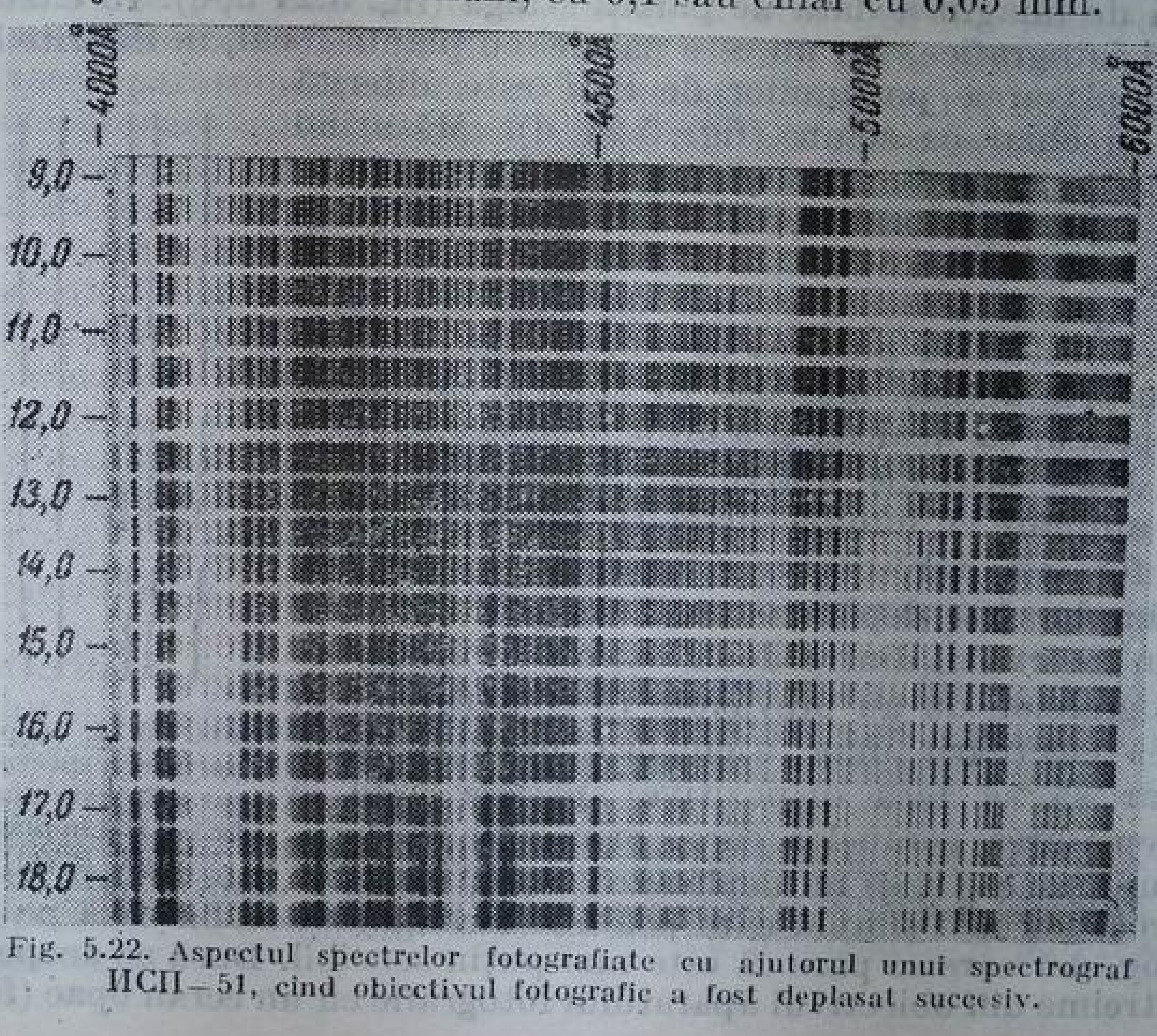


Fig. 5.22. Aspectul spectrelor fotografiate cu ajutorul unui spectrograf ИСП–51, cînd obiectivul fotografic a fost deplasat succesiv.

Spectrele observate prin simpla examinare apar uneori la fel de bune, astfel încît nu ne putem da seama pe care dintre ele să-l alegem. În alte cazuri, invers, liniile tuturor spectrelor astfel obținute nu apar estompate și sîntem nevoiți să decidem dacă aceasta este o consecință a unei proaste focalizări sau numai a defectelor pieselor optice ale aparatului. În ambele cazuri trebuie să dispunem de criterii cît mai obiective, pe baza cărora să ne putem pronunța asupra calității focalizării.

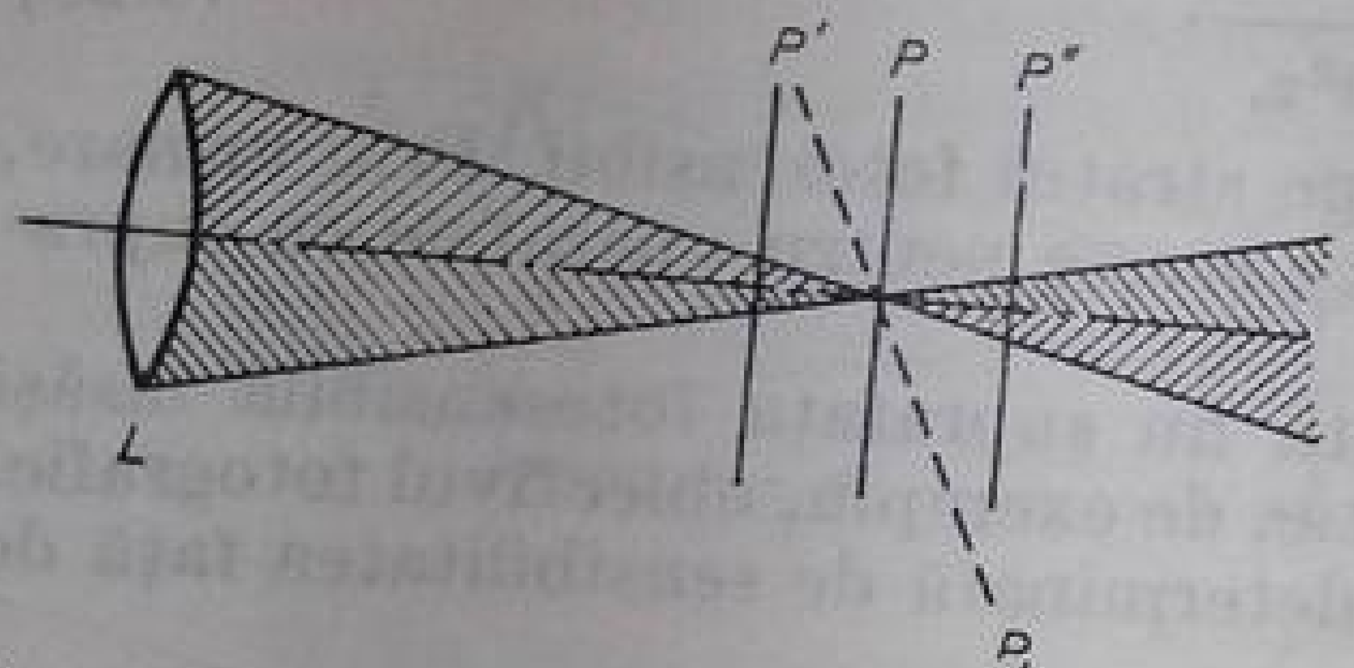


Fig. 5.23. Explicarea criteriului de focalizare prin metoda Hartmann: L — obiectivul camerei; P — suprafața focală; P' — P'' și P_1 — planurile în care este plasată placa fotografică atunci cînd aparatul este defocalizat.

Unul dintre aceste criterii a fost propus de Hartmann. În cazul adoptării acestui criteriu, focalizarea se efectuează astfel. Cu ajutorul unei diafragme Hartmann, pentru fiecare poziție a elementului de focalizare, se fotografiază două spectre: primul — cu partea superioară a fantei închise și jumătatea din dreapta a obiectivului fotografic închis, iar cel de al doilea — cînd partea inferioară a fantei și jumătatea din stînga a obiectivului fotografic sînt închise. Jumătatea obiectivului sau a elementului dispersiv se acoperă cu o bucată de carton sau de alt material.

Dacă aparatul este bine focalizat, adică planul emulsiei fotografice coincide cu suprafața focală, P (fig. 5.23), atunci jumătatea dreaptă și jumătatea stîngă ale obiectivului dau imagini care corespund porțiunilor fantei exact una sub alta. Linia apare continuă (fig. 5.24 a).

Dacă planul emulsiei foto nu coincide cu planul focal, atunci, după cum se vede și din figura 5.23, partea dreaptă a obiectivului dă o imagine a fantei deplasată față de imaginea dată de partea stîngă (fig. 5.24 b, c). În cazul în care planul plăcii fotografice, P_1, nu este paralel cu planul focal, în diferite locuri ale spectrului deplasarea porțiunilor de linii este diferită ca mărime și chiar ca semn (fig. 5.24 d). Măsurînd aceste deplasări, se poate cunoaște cum trebuie modificată poziția suprafeței focale, pentru a o suprapune peste planul emulsiei foto.

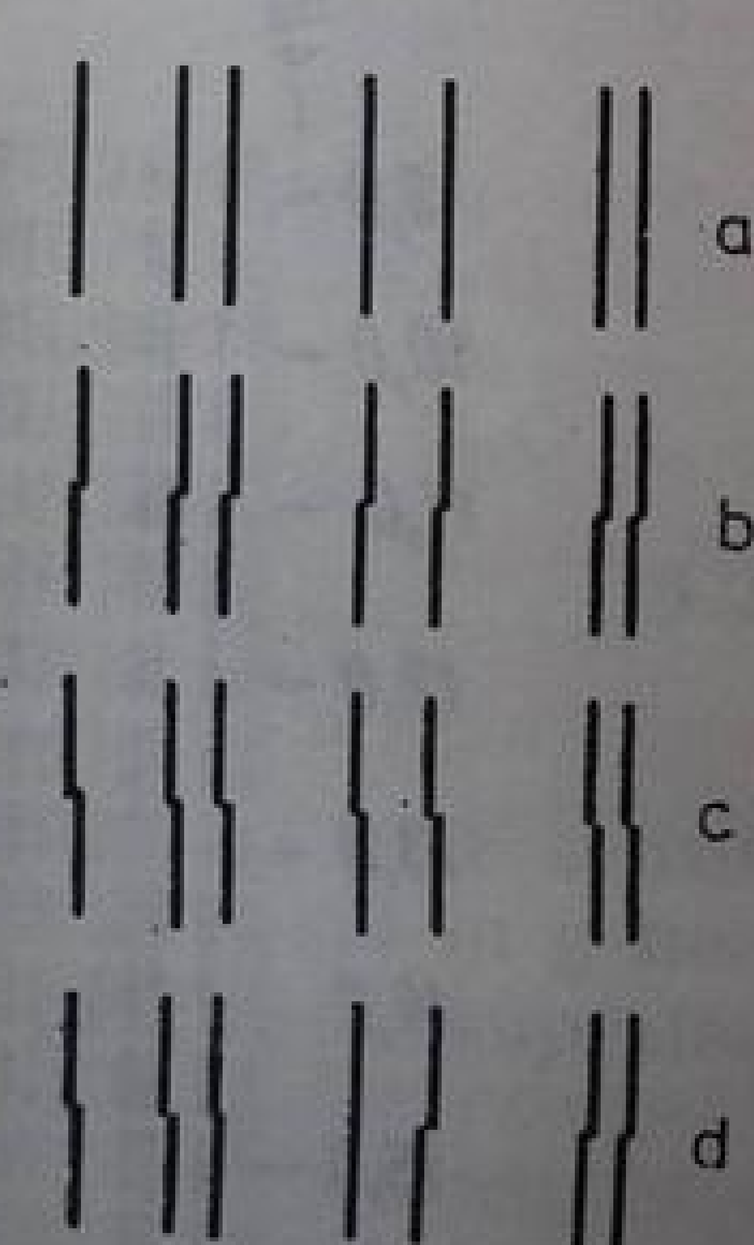


Fig. 5.24. Aspectul unei porțiuni a spectrului pentru cazul în care placa fotografică se află în planurile P(a), P'(b), P''(c) și P_1(d).

După ce poziția corectă a suprafeței focale a fost calculată, se efectuează punerea la punct, care se verifică din nou prin aceeași metodă. În timpul executării acestui procedeu, ca dealtfel și a altor procedee, trebuie urmărit ca toate orificiile active ale aparatului spectral să fie umplute cu lumina sursei. În practică această metodă se folosește rar, deoarece nu în toate aparatele este prea simplu să se deplaseze un ecran prin fața obiectivului, în intervalul dintre două expuneri. Majoritatea spectrografelor nu au prevăzute în construcția lor posibilitatea efectuării unor asemenea operații, încît este necesar să se facă dispozitive speciale care să permită deplasarea ecranelor care, prin această operație, să nu lumineze și să nu deplaseze stratul sensibil.

Un procedeu mai simplu care poate fi recomandat se bazează pe un principiu analog, dar care se pare că este mai puțin sensibil. Dacă se acoperă aproximativ o treime din obiectivul aparatului fotografic cu un ecran opac (fig. 5.25),

atunci liniile vor apărea duble, cînd aparatul nu este focalizat, şi simple, în cazul în care focalizarea este corectă. În acest caz nu mai este nevoie să se deplaseze ecranul între cele două expuneri. Din păcate, nu se poate stabili direct dacă placa se află în faţa sau în spatele suprafeţei focale. Aceasta se poate deduce

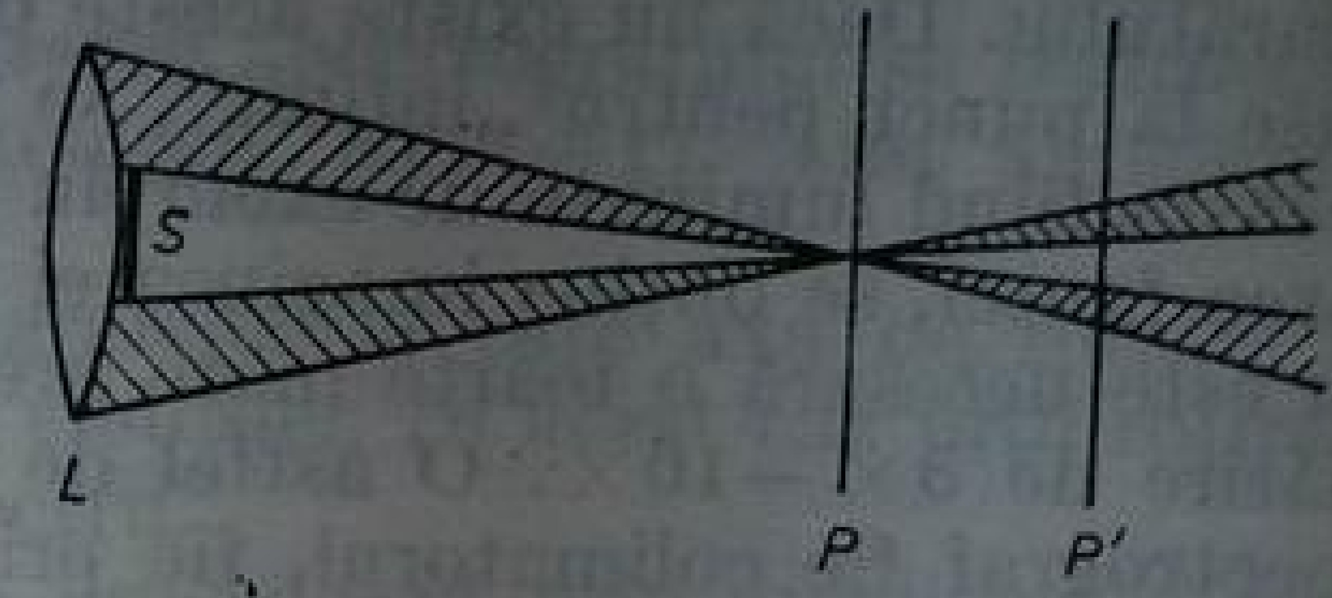


Fig. 5.25. Verificarea focalizării (variantă a metodei Hartmann):
L — obiectivul camerei; *S* — ecran netransparent; *P* — suprafaţa focală; *P′* — poziţia plăcii fotografice în cazul în care ea nu se află în planul focal.

dacă există o serie de fotografii pentru diferite poziţii ale elementului de focalizare, dacă se ştie sensul în care a fost deplasat şi dacă se corelează aceste deplasări cu variaţia distanţei dintre două imagini ale fantei. Totuşi, de cele mai dese ori precizia focalizării spectrografelor nu se apreciază însă cu ajutorul unor astfel de dublete create artificial, ci după separarea multipleţilor într-un spectru bogat în linii. În particular, spectrografele de tipul ИСП — 28, dacă sînt bine focalizate, trebuie să rezolve componentele tripletului 3 100 Å al fierului. Cu toate că aprecierea gradului de separare a multipleţilor este subiectivă, după un anumit antrenament se poate atinge, aproape totdeauna, aceeaşi focalizare bună, ca şi în metoda lui Hartmann.

Dacă totuşi calitatea spectrului rămîne nesatisfăcătoare (liniile sînt asimetrice, au sateliţi slabi, în apropierea liniilor există un fond continuu), atunci sînt motive serioase să atribuim acest fapt defectelor opticii şi nu focalizării. Prin obturarea unor porţiuni ale prismei sau ale reţelei cu ecrane din hîrtie neagră, uneori se pot înlătura consecinţele acestor defecte. Adesea obturarea unei porţiuni defecte locale de dimensiuni reduse, care, practic, nu afectează luminozitatea aparatului, ameliorează substanţial contururile spectrului.

În cazul în care calitatea slabă a spectrului se datorează aberaţiilor obiectivului, atunci o putem îmbunătăţi folosind o diafragmă circulară. În unele aparate asemenea diafragme sînt prevăzute prin construcţie. Îndepărtarea lor lărgeşte conturul instrumental, însă măreşte luminozitatea, ceea ce este adesea mai important. Unele aparate sînt înzestrate cu diafragme iris, care permit să se aleagă deschiderea optimă a aparatului.

La aparatele cu înregistrare fotoelectrică, odată cu îmbunătăţirea focalizării nu numai că se îngustează conturul liniilor, ci se şi măreşte amplitudinea deplasării acului inscriptor, corespunzătoare maximului liniei. Mărimea amplitudinii maxime este mai sensibilă la variaţia poziţiei elementului de focalizare, decît la lărgimea liniei. Pentru focalizare este necesar să se utilizeze fante înguste, iar lărgimea spectrală a fantei de intrare trebuie să fie aceeaşi ca şi a fantei de ieşire.

Drept criteriu de focalizare poate servi şi adîncimea minimului dintre două linii care nu sînt complet separate. Cu cît adîncitura este mai mare, cu atît este mai bună focalizarea. În acest caz este de dorit ca ambele linii să aibă străluciri egale.

Pentru focalizarea aparatelor mari sînt folosite uneori componentele despicării Zeeman. Variind cîmpul magnetic, se poate obţine o distanţă potrivită între componente, determinînd concomitent cu focalizarea şi puterea de separare a aparatului.

Focalizarea spectrografelor cu prismă. Operațiile necesare pentru focalizarea celor mai multe spectrografe cu prismă pot fi ușor urmărite luînd ca exemplu spectrograful ИСП—51. La acest aparat, în procesul focalizării este necesar să se modifice poziția a o serie de elemente.

În primul rînd se fixează fanta în focarul obiectivului colimatorului. În acest scop este suficient ca ea să fie fixată în poziția indicată în prospectul aparatului. Dacă nu există aceste date, atunci, cu ajutorul unei lunete modeste, puse la punct pentru „infinit", se privește fanta prin obiectivul colimatorului, aceasta fiind luminată de exemplu cu un bec de incandescență mat. Prin deplasarea fantei, se obține imaginea ei cît mai netă. Pentru această punere la punct nu este necesară o foarte mare precizie, astfel încît putem folosi o lunetă cu o mărire de $5\times-10\times$. O astfel de punere la punct trebuie făcută scoțind din spectrograf fie colimatorul, fie prismele.

După montarea la loc a colimatorului, se rotește sistemul de prisme pînă cînd cea mai importantă regiune a spectrului este adusă în centrul adaptorului casetei. Această operație poate fi făcută folosind tamburul lungimilor de undă sau prin observații vizuale directe. Trebuie avut în vedere că fixarea perfectă a poziției elementelor optice de focalizare depinde de unghiul de rotire a prismelor. Din această cauză, fixarea prismelor trebuie făcută înainte de focalizare.

După fixarea corectă a prismei se trece la efectuarea focalizării prin deplasarea obiectivului fotografic. Focalizarea prealabilă se va face vizual, observînd, cu ajutorul unei lupe cu mărirea de 5—10 ori, spectrul pe o sticlă mată. Aceasta se fixează în montura care înlocuiește caseta spectrografului. În continuare, focalizarea se face fotografic.

Finețea focalizării este diferită pentru cele trei camere fotografice. Să presupunem că lucrăm cu o cameră care are o distanță focală $F = 27$ cm. Deschiderea relativă a acestei camere este 1 :5,5 și, conform cu (5.27), deplasarea minimă a obiectivului, care afectează deja calitatea focalizării, va fi de 0,05 mm. Trecînd la realizarea focalizării se fac o serie de fotografii, deplasînd obiectivul fotografic cu 0,05 m în jurul poziției stabilite în prealabil.

Spectrele ce se obțin sînt arătate în figura 5.22. Din figură se observă că poziția corespunzătoare celei mai bune focalizări este diferită pentru diferitele porțiuni ale spectrului. Aceasta înseamnă că unghiul de înclinare al casetei nu este corect fixat.

Fixînd obiectivul fotografic în poziția în care este cea mai bine focalizată partea centrală a spectrului (diviziunea scalei —13,0), se obțin o serie de spectrograme, care corespund diferitelor unghiuri de înclinare a casetei.

Unghiul de înclinare corect se poate evalua în prealabil, cunoscînd poziția celei mai bune focalizări a obiectivului fotografic pentru marginile și mijlocul spectrului. Din spectrograme (v. fig. 5.22) se vede că pentru obținerea celei mai bune focalizări a marginii din dreapta este necesar ca obiectivul să fie deplasat cu 9 mm față de poziția cea mai bună pentru marginea stîngă. Pentru o lungime a spectrului de 6 cm, aceasta corespunde unui unghi de înclinare de 9°. Apoi se obțin o serie de fotografii înclinînd caseta cu unghiuri mici în jurul acestei poziții, și alegînd-o pe aceea pentru care calitatea focalizării este aproximativ la fel în întregul spectru.

Fixînd această poziție a casetei se efectuează o focalizare repetată prin deplasarea obiectivului fotografic, mișcîndu-l cu cîte 0,05 mm pe o distanță de 1 mm de ambele părți față de diviziunea inițială. Folosind criteriul corespunzăror, se determină spectrul care este cel mai bine focalizat și se fixează dispozitivul.

Dacă şi acum se mai constată însă că liniile nu sînt la fel de clare în tot spectrul, atunci se mai efectuează încă o punere la punct a unghiului de rotire a casetei, deplasînd-o cu unghiuri şi mai mici în jurul poziţiei alese.

Analog se efectuează focalizarea camerelor fotografice УФ—84 şi УФ—85, care au distanţele focale 80 şi 130 cm, cu singura deosebire că deplasările obiectivului fotografic pentru focalizarea prealabilă, se fac cu un pas de 1—2 mm.

De regulă, o focalizare bună se poate obţine conţinînd cel mult un număr de patru plăci fotografice spectrale. Dacă focalizarea spectrografului se realizează prin deplasarea numai a unui element (de exemplu, KCA—1), sînt suficiente numai două plăci.

Mai complicată este focalizarea spectrografelor la care axa de rotaţie a casetei nu este conţinută în planul suprafeţei emulsiei. În acest caz prin rotirea casetei se modifică focalizarea întregului spectru.

Pentru a focaliza un astfel de aparat se procedează prin ameliorarea pas cu pas a focalizării, stabilind întîi cel mai bun unghi de înclinare, apoi, pentru acest unghi, cea mai bună poziţie a obiectivului, apoi, din nou cel mai bun unghi de înclinare ş.a.m.d. Pentru aceasta se consumă, de obicei, 5 — 6 plăci.

Efectuînd întregul ciclu al focalizării, încă nu ştim totuşi dacă această focalizare este cea mai bună pentru aparatul respectiv. Pentru verificare se poate recomanda deplasarea poziţiei obiectivului colimatorului cu 1—1,5 mm în ambele părţi faţă de poziţia stabilă şi pentru fiecare dintre aceste poziţii ale colimatorului să se efectueze cîte o focalizare cu ajutorul obiectivului fotografic. Din setul de spectrograme obţinute, se alege cea mai bună.

Se înţelege de la sine că focalizarea se poate face şi prin metoda Hartmann, atunci cînd este prea greu să ne dăm seama de precizia focalizării după claritatea liniilor, din spectru lipsind dubleţi înguşti convenabili.

Focalizarea aparatelor cu reţea de difracţie plană şi cu obiective oglinzi (de pildă, ДФС—8, ДФС—13) este simplificată prin faptul că piesele lor optice sînt lipsite de aberaţii cromatice. Acest fapt permite focalizarea concomitentă a întregului domeniu spectral.

Trebuie avut însă în vedere că dacă constanta reţelei variază sistematic începînd de la o margine pînă la cealaltă, atunci reţeaua are un efect de focalizare. Acest fapt se întîmplă numai atunci cînd placa pe care este trasată reţeaua nu este plană. În cazul general distanţa focală se va modifica întrucîtva pentru unghiuri de incidenţă şi de difracţie diferite. De aceea, focalizarea este mai bine să fie verificată fotografic pentru toate regiunile studiate ale spectrului.

Datorită deschiderilor relative mici ale acestor aparate, precizia focalizării lor nu este prea riguroasă. O focalizare vizuală suficient de exactă a aparatului respectiv se realizează cu ajutorul unei lupe cu o mărime de 10—15×, al cărei plan focal trebuie să coincidă cu planul emulsiei fotografice.

Cu lupa poate fi examinată oricare dintre liniile convenabile sau pur şi simplu spectrul de ordinul zero.

Focalizarea aparatelor cu reţea concavă. Astigmatismul important, propriu reţelelor concave, impune o deosebită atenţie pentru precizia cu care se stabileşte paralelismul dintre fantă şi trăsăturile reţelei.

După ce s-a reuşit să se obţină cea mai bună calitate a spectrului prin deplasarea elementului de focalizare, se va roti fanta pînă în momentul în care se atinge cel mai îngust contur instrumental. În timpul în care se face punerea la punct trebuie ca fanta să fie luminată pe toată înălţimea. Dacă este luminată numai o porţiune din aceasta, atunci calitatea imaginii devine prea puţin sensibilă la rotirea fantei.

O înclinare mare a suprafeţei focale face punerea la punct foarte sensibilă la deplasările casetei. Din această cauză, aparatele cu reţele concave, cu unghiuri

de incidență și de difracție apropiate de 90° (aparatele cu incidență razantă) necesită o focalizare minuțioasă și exactă. Asemenea aparate se utilizează pentru studiul ultravioletului îndepărtat al spectrului (v., de exemplu, [20]). Focalizarea lor este incomparabil mai laborioasă decît focalizarea aparatelor obișnuite, uneori fiind nevoie de multă răbdare și ingeniozitate din partea experimentatorului.

Ne amintim că în cazul aranjamentului spațial al lui Eagle, imaginile liniei spectrale și fanta nu mai sînt paralele *. În acest caz, pentru obținerea unor linii clare, fanta trebuie fixată astfel încît ea să fie paralelă cu trăsăturile rețelei. Și aici, ca criteriu pentru stabilirea corectă a unghiurilor de rotire a fantei va fi tot condiția ca conturul instrumental să fie cel mai îngust.

Focalizarea aparatelor cu receptori fotoelectrici. În cazul focalizării aparatelor fotoelectrice se urmărește ca prin deplasarea elementului de focalizare și trasarea conturului unei linii spectrale convenabile, să se obțină amplitudinea maximă a deviației acului inscriptor sau, ceea ce este același lucru, cel mai îngust contur.

Pe lîngă focalizarea obișnuită, în acest caz este extrem de important să se fixeze fanta de ieșire a aparatului perfect paralel cu imaginea fantei sale de intrare; altfel, lărgimea conturului instrumental crește (fig. 5.26 a). Lărgimea conturului instrumental se mărește și în cazul în care curbura fantei de ieșire se deosebește de curbura liniei spectrale (fig. 5.26 b). Acest fapt constituie deosebirea esențială a aparatelor fotoelectrice față de spectrografe al căror contur instrumental, mai ales în cazul aparatelor stigmatice, nu depinde de curbura și de înclinarea liniilor spectrale.

Realizarea paralelismului dintre liniile spectrale și fantă este cel mai simplu să se facă vizual. Pentru aceasta, se pune la punct un microscop cu mărirea 30× — 40×, astfel încît să se obțină o imagine clară a cuțitelor fantei de ieșire. Fanta de intrare trebuie iluminată cu o sursă cu spectrul continuu sau deschisă suficient de mult. Lărgimea fantei de ieșire se fixează la 0,05— 0,1 mm.

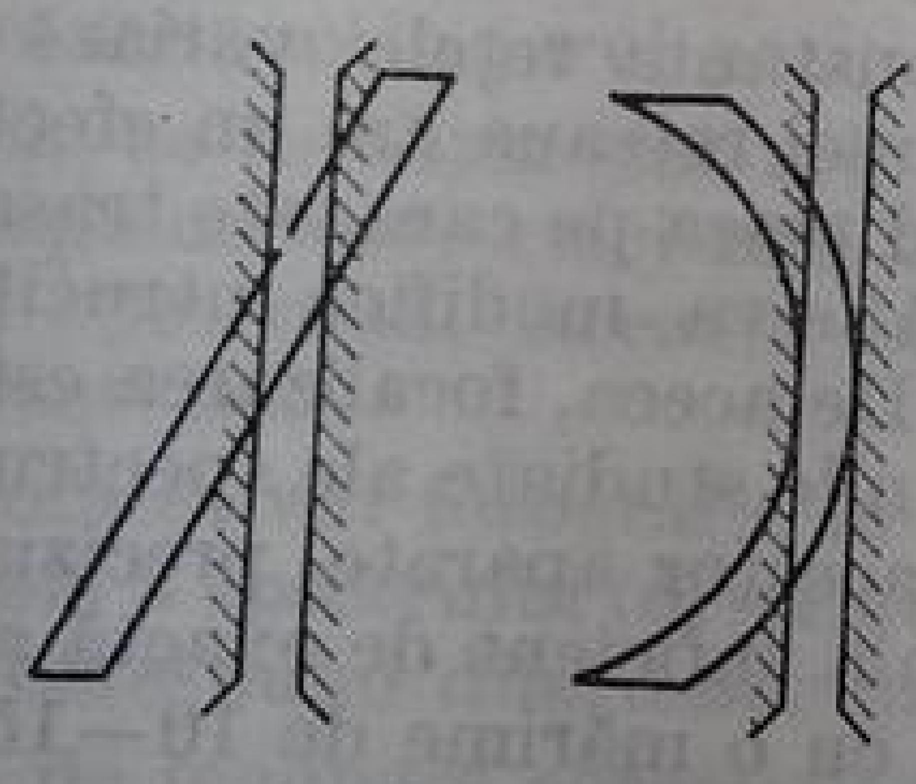


Fig. 5.26. Explicarea lărgirii funcției de aparat în cazul înregistrării fotografice.

Apoi se luminează fanta de intrare, închisă pînă la 0,01 mm, cu o sursă cu spectru de linii. Imaginea liniei pe care se efectuează focalizarea se aduce la mijlocul fantei de ieșire, se deplasează elementul de focalizare și, fără a mișca microscopul, se obține o imagine cît mai clară a liniei. Apoi se înlocuiește microscopul cu o lupă care are o mărire de 5× — 7×, în care să se vadă linia pe toată înălțimea ei, după care, printr-o rotație a elementului dispersiv, se deplasează spectrul de-a lungul direcției de dispersie. În acest moment trebuie ca

* Această rotire a imaginii fantei se produce în toate aparatele spectrale la care fanta și imaginea ei nu se află în același plan al secțiunii principale a elementului dispersiv.

linia să dispară după cuțitul fantei pe întreaga înălțime. Dacă dispariția extremităților superioară și inferioară a liniei nu are loc simultan, aceasta înseamnă că fanta și linia nu sînt paralele. Dacă mijlocul și extremitățile liniei nu dispar simultan, înseamnă că curbura fantei de ieșire și a liniei nu coincid. În acest caz îngustarea conturului instrumental poate fi atinsă reducînd înălțimea activă a fantei, însă evident în acest caz se va reduce corespunzător și fluxul luminos care poate trece prin aparat.

În aparatele spectrale în care nu este prevăzută explorarea spectrului, de exemplu în cuantometre, trebuie ca fanta de ieșire să fie de 2—3 ori mai largă decît fanta de intrare. Pentru o astfel de relație între fanta de ieșire și linia spectrală, conturul instrumental al aparatului se lărgește, în schimb însă se micșorează sensibilitatea lui atît la focalizare, cît și la micile deplasări ale spectrului.

Capitolul 6

APARATE DE ÎNALTĂ PUTERE DE SEPARARE

§ 1. TIPURILE DE APARATE DE ÎNALTĂ PUTERE DE SEPARARE ȘI PRINCIPALELE LOR PROPRIETĂȚI

Principiul de funcționare. Puterea de separare, R, nu depășește nici chiar la aparatele cu prismă mari valoarea de $10^4 - 10^5$, iar la aparatele cu rețea — cîteva sute de mii. Există însă o largă gamă de probleme de spectroscopie a căror rezolvare implică o putere de separare mult mai mare. Astfel, pentru studiul structurii hiperfine și al structurii izotopice a liniilor spectrale trebuie separate linii ale căror componente au lungimi de undă ce diferă cu $10^{-2} - 10^{-4}$Å. Pentru aceasta este nevoie de aparate cu o putere de separare de $5 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^7$. Asemenea aparate se numesc aparate de înaltă putere de separare. Principiul lor de funcționare se bazează pe folosirea interferenței multiple.

În acest context trebuie să menționăm că primele lucrări referitoare la studiul structurii liniilor spectrale au fost elaborate de Michelson, care a folosit interferometrul cu două fascicule. Atunci cînd diferența de drum dintre fasciculele care interferează, în interferometrul lui Michelson, este mare, se constată că franjele de interferență corespunzătoare diferitelor componente ale liniilor spectrale apar deplasate una față de alta. Ca urmare a acestui fapt, atunci cînd una dintre cele două oglinzi ale interferometrului este deplasată, contrastul tabloului de interferență se modifică. Analizînd legea după care variază contrastul franjelor, Michelson a studiat structura unei întregi serii de linii spectrale ale H_2, Na, Cd, Tl și Hg. Acum, metoda lui Michelson stă la baza construirii spectrometrelor Fourier (v. cap. 8).

Dintre aparatele studiate mai înainte, pe principiul interferenței multiple se bazează funcționarea rețelei de difracție (v. cap. 2). Totuși între funcționarea rețelei de difracție și a aparatelor de înaltă putere de separare există și deosebiri esențiale, ceea ce și justifică tratarea acestor aparate într-un capitol special.

Așa cum s-a arătat mai înainte (v. cap. 2), lărgimea conturului instrumental al unei rețele de difracție este invers proporțională, iar puterea de separare direct proporțională cu produsul dintre numărul fasciculelor ce interferează, N, și diferența de drum dintre două fascicule vecine, Δ_0,

$$R = kN = N\Delta_0/\lambda. \tag{6.1}$$

Această relație rămîne valabilă și pentru celelalte aparate spectrale, a căror funcționare se bazează pe interferența mai multor fascicule*. Pentru o rețea de difracție valori mari ale lui R se ating pe seama interferenței unui foarte mare număr de fascicule (N fiind numărul total de trăsături al rețelei, ajunge la rețelele actuale pînă la ordinul a 10^5), diferența de drum însă dintre cele două fascicule vecine este mică și anume, de ordinul a cîtorva lungimi de

---

* Relația (6.1) este adevărată pentru cazul interferenței fasciculelor de intensitate egală. Dacă intensitatea succesiunii de fascicule care interferează se micșorează, atunci această formulă poate fi folosită dacă se înlocuiește N prin așa-numitul număr efectiv de fascicule, N_{ef}.

undă, λ. Din contră, în absolut toate aparatele de înaltă putere de separare, numărul de fascicule care interferează este relativ mic ($N = 10 - 100$), iar valoarea înaltă a puterii de rezoluție se obține pe seama diferențelor de drum mari dintre ele ($\Delta_0 = 1 - 50$ cm).

O altă caracteristică ce deosebește aparatele de înaltă putere de separare de alte aparate o constituie valoarea mică a intervalului spectral în care nu se produce suprapunerea spectrelor de ordine vecine. Mărimea acestui interval, $\Delta\lambda$, se numește constanta aparatului. Valoarea mică a lui $\Delta\lambda$, pentru aparatele de înaltă putere de separare se datorează, de asemenea, faptului că diferențele de drum dintre fasciculele care interferează sînt mari. Într-adevăr, maximele de interferență pentru razele cu lungimea de undă λ apar numai dacă diferența de drum dintre fasciculele vecine care interferează este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, $\Delta_0 = k\lambda$. În acest caz se va forma un maxim de interferență și pentru lungimile de undă $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$, pentru care este satisfăcută condiția $\Delta_0 = k'\lambda'$. Valoarea minimă a lui $\Delta\lambda$ corespunde lui $k - k' = 1$, de unde, egalînd mărimile $k\lambda$ și $k'\lambda'$, vom obține că constanta aparatului este

$$\Delta\lambda = \lambda/k = \lambda^2/\Delta_0. \tag{6.2}$$

Considerînd

$$\Delta_0 = 5 \text{ cm și } \lambda = 5 \cdot 10^{-5} \text{ cm},$$

rezultă că

$$\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-10} \text{ cm} = 0{,}05 \text{ Å}.$$

În cazul studierii unor spectre cu liniile foarte aglomerate, datorită faptului că intervalul spectral lipsit de linii este extrem de mic, va fi necesar să se cupleze aparatele de înaltă putere de separare cu aparate spectrale cu rețea sau cu prismă.

În prezent sînt cunoscute trei tipuri principale de aparate de înaltă putere de separare. Toate poartă numele inventatorilor lor: lama Lummer-Gehrcke, căreia uneori i se mai spune și lama Lummer, eșelonul lui Michelson și etalonul sau interferometrul Fabry-Pérot.

Dintre cele trei tipuri de aparate, lama Lummer și eșelonul Michelson se folosesc foarte rar în prezent. Ele au fost înlăturate de interferometrul Fabry-Pérot, care nu numai că este mai ieftin și mai comod pentru lucru, ci are și o luminozitate mult mai mare decît celelalte două. Din această cauză, vom acorda o atenție mai mare etalonului Fabry-Pérot. Date mult mai complete despre toate aparatele de înaltă putere de separare se pot găsi în [21, 22].

Lama Lummer (fig. 6.1) reprezintă o placă plan-paralelă, 1, confecționată cu mare exactitate dintr-o sticlă optică de înaltă calitate sau din cuarț. Fasciculul de lumină care trebuie analizat suferă o reflexie multiplă pe suprafețele lamei sub un unghi apropiat de unghiul de reflexie totală. Pentru a evita pierderile de lumină la introducerea fasciculului de lumină în lamă, se folosește

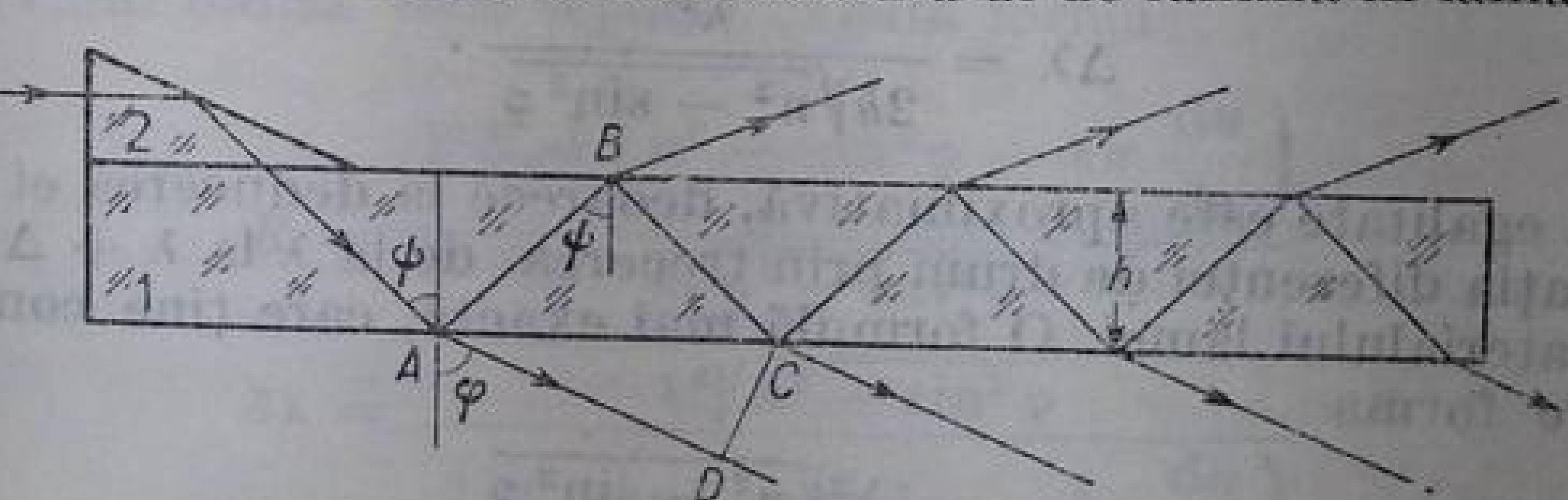


Fig. 6.1. Lama Lummer-Gehrcke

o prismă mică, 2, lipită pe suprafața lamei. Întrucît unghiul ψ este aproape egal cu unghiul limită, la fiecare reflexie numai o foarte mică parte din energia fasciculului iese din lamă, sub un unghi φ, apropiat de $\pi/2$. Prin urmare, pe ambele laturi ale lamei se formează o serie de fascicule al căror număr N este determinat de lungimea l și de grosimea h a lamei și se poate calcula ușor din considerații geometrice simple,

$$N = \frac{l}{2h \operatorname{tg} \psi}. \tag{6.3}$$

Diferența de drum optic dintre două fascicule vecine se determină din grosimea h și indicele de refracție n al lamei. Într-adevăr,

$$\Delta_0 = (AB + BC)n - AD. \tag{6.4}$$

După cum rezultă din figura 6.1,

$$AB = BC = \frac{h}{\cos \psi},$$

iar

$$AD = 2\, h \operatorname{tg} \psi \sin \varphi.$$

Ținînd seama că

$$\sin \varphi = n \sin \psi$$

și înlocuind valorile lui AB, BC și AD în relația (6.4), obținem

$$\Delta_0 = 2nh \cos \psi. \tag{6.5}$$

Condiția de a avea un maxim de interferență va fi în acest caz de forma

$$2nh \cos \psi = k\lambda \tag{6.6}$$

sau, dacă se exprimă $\cos \psi$ prin unghiul φ,

$$\Delta_0 = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} = k\lambda. \tag{6.7}$$

Diferențiind (6.7), nu este greu de obținut expresia pentru dispersia unghiulară

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2\lambda n \dfrac{dn}{d\lambda} - 2(n^2 - \sin^2 \varphi)}{\lambda \sin 2\varphi}. \tag{6.8}$$

Constanta lamei poate fi obținută substituind în (6.2) valoarea diferenței de drum, Δ_0, din (6.7)

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}. \tag{6.9}$$

Această egalitate este aproximativă, deoarece la deducerea ei nu am ținut cont de variația diferenței de drum prin trecerea de la λ la $\lambda + \Delta\lambda$, din cauza dispersiei materialului lamei. O formulă mai exactă, care ține cont de această dispersie are forma

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi}}{2h(n^2 - \sin^2 \varphi - n\lambda\, dn/d\lambda)}. \tag{6.10}$$

Pentru razele care ies din lamă sub unghiul razant ($\varphi \approx \pi/2$), relația (6.9) capătă forma

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h\sqrt{n^2-1}}. \tag{6.11}$$

Puterea de separare a lamei Lummer poate fi calculată cu formula (6.1), înlocuind valoarea lui N din (6.3) și a lui Δ_0 din (6.5)

$$R = \frac{l}{\lambda}\frac{n^2-\sin^2\varphi}{\sin\varphi}. \tag{6.12}$$

Punînd $\sin\varphi = 1$, pentru cazul incidenței razante obținem

$$R = \frac{l}{\lambda}(n^2-1). \tag{6.13}$$

Intervalul limită de lungimi de undă ce poate fi separat este egal în acest caz cu

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{l(n^2-1)}. \tag{6.14}$$

El este determinat numai de lungimea lamei și indicele ei de refracție și nu depinde de grosimea ei.

Expresiile (6.12), (6.13) și (6.14), ca și (6.9), au fost deduse fără a ține cont de dispersia materialului lamei. Formulele mai riguroase, care țin seama și de dispersie, sînt de forma

$$R = \frac{l\left(n^2-\sin^2\varphi - n\lambda\dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)}{\lambda\sin\varphi}, \tag{6.15}$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2\sin\varphi}{l\left(n^2-\sin^2\varphi - n\lambda\dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)}. \tag{6.16}$$

La deducerea relațiilor (6.12) – (6.16) am considerat că intensitatea tuturor fasciculelor care interferează este aceeași. Această presupunere este plauzibilă dacă unghiul de incidență al fasciculelor luminoase pe fața lamei este apropiat de unghiul limită, iar lungimea lamei nu este prea mare. Dacă lumina se reflectă pe fața lamei sub un unghi mult diferit de unghiul limită, atunci intensitățile fasciculelor succesive care interferează descresc rapid. Ca rezultat, numărul fasciculelor care interferează efectiv și care determină puterea de separare este mult mai mic decît numărul total de fascicule, N, dat de formula (6.3). Ținînd seama de acest fapt, expresiile pentru puterea de separare și pentru intervalul limită încă separat capătă forma

$$R = \frac{2N_{\mathrm{ef}}h\left(n^2-\sin^2\varphi - \lambda n\dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)}{\lambda\sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}, \tag{6.17}$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2\sqrt{n^2-\sin^2\varphi}}{2N_{\mathrm{ef}}h\left(n^2-\sin^2\varphi - \lambda n\dfrac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda}\right)}. \tag{6.18}$$

La limită, adică pentru o lamă suficient de lungă, numărul efectiv de fascicule nu mai depinde de lungimea acesteia, fiind dat de formula

$$N_{ef} = \frac{\pi\sqrt{\tau r}}{1 - \tau r}, \tag{6.19}$$

în care r este coeficientul de reflexie al fețelor lamei, fiind un coeficient care exprimă atenuarea fasciculului luminos datorită absorbției în lamă pe distanța dintre două reflexii succesive.

În locul lamei Lummer-Gehrcke obișnuite se folosește uneori lama de aer, formată din două oglinzi semitransparente paralele. Mersul razelor într-o asemenea lamă este dat în figura 6.2. Formulele pentru lama de aer se obțin din (6.4) — (6.18), dacă în ele se ia $n = 1$ și $dn/d\lambda = 0$.

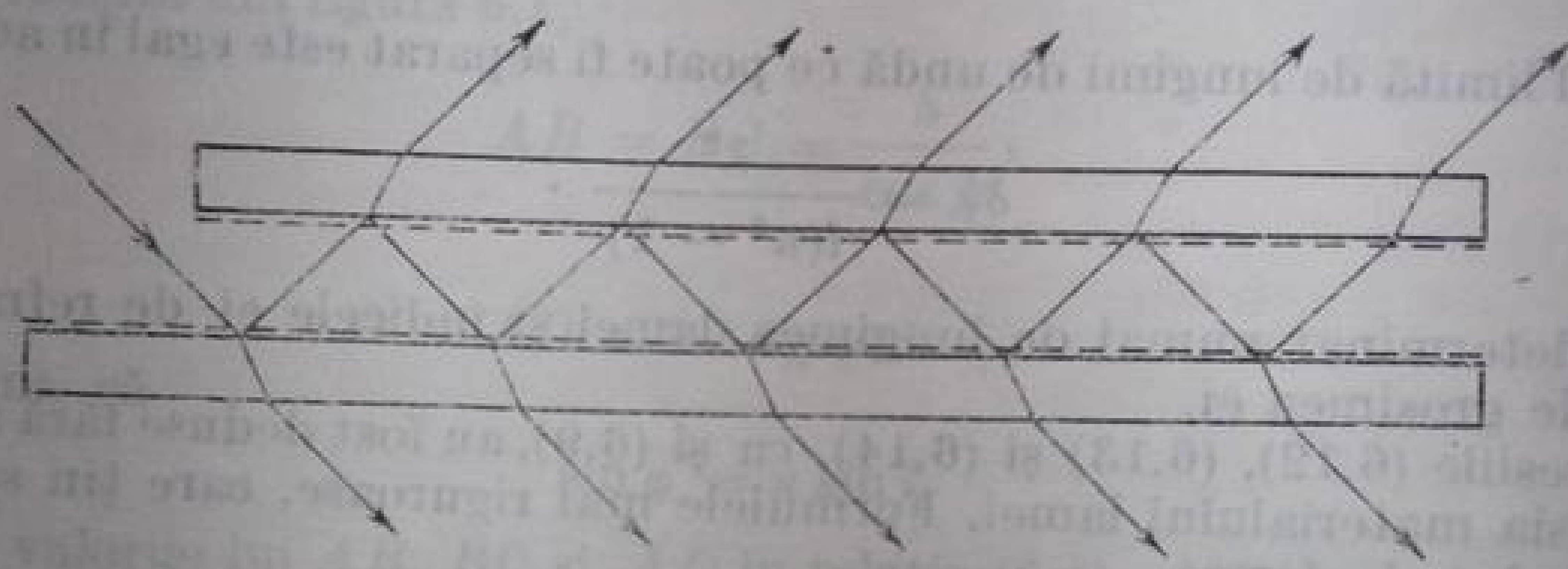


Fig. 6.2. Lama Lummer-Gehrcke cu aer.

La prima vedere lama Lummer-Gehrcke ar părea că este un dispozitiv foarte simplu, însă dificultățile de obținere a unei lame de sticlă suficient de omogenă și de lungă, deformările acesteia, cantitatea redusă de lumină transmisă cît și constanta ei mică au făcut ca ea să fie aproape complet abandonată.

Eșelonul Michelson. Eșelonul lui Michelson, sau rețeaua de difracție în trepte, a fost inventat în 1898 și a permis studiul unor detalii ale spectrului foarte importante pentru acea vreme.

Eșelonul constă din lame de sticlă individuale, de aceeași grosime, care folosesc drept trepte, la fel ca la o scară cu trepte (fig. 6.3). Prin urmare, el este de fapt ca o rețea de difracție de fază prin transparență, avînd un număr redus de trăsături (trepte), o lărgime mare a trăsăturii și o diferență de drum mare între două fascicule care trec prin cele două trepte vecine (un ordin înalt al spectrului). Pentru ca eșelonul să funcționeze corect, diferențele de drum introduse de toate treptele trebuie să fie egale între ele cu o precizie de cel puțin $\lambda/4$. Această condiție se realizează tăind toate lamele dintr-o singură placă plan-paralelă mare, prelucrată optic cu o precizie de $\lambda/10$. Lamele se asamblează astfel încît să fie în contact optic între ele. Tot identice trebuie să fie și ariile treptelor, însă cu o precizie ceva mai mică.

Expresiile pentru dispersia unghiulară a eșelonului, puterea lui de rezoluție și constanta sa sînt ușor de dedus, exact la fel cum au fost stabilite formulele analoage pentru rețeaua de difracție. În cazul incidenței normale a luminii pe eșelon, diferența de drum dintre două fascicule difractate sub unghiul φ pe două trepte vecine ale eșelonului, așa cum rezultă din considerații geometrice elementare (v. fig. 6.3a), este egală cu

$$\Delta_0 = \Delta_2 - \Delta_1 = nh - h\cos\varphi + l\sin\varphi, \tag{6.20}$$

h fiind înălţimea, iar l — grosimea unei trepte ; n este indicele de refracţie al lamelor eşelonului.

Condiţia pentru maxime de interferenţă va fi, în acest caz, ca

$$nh - h\cos\varphi + l\sin\varphi = k\lambda . \tag{6.21}$$

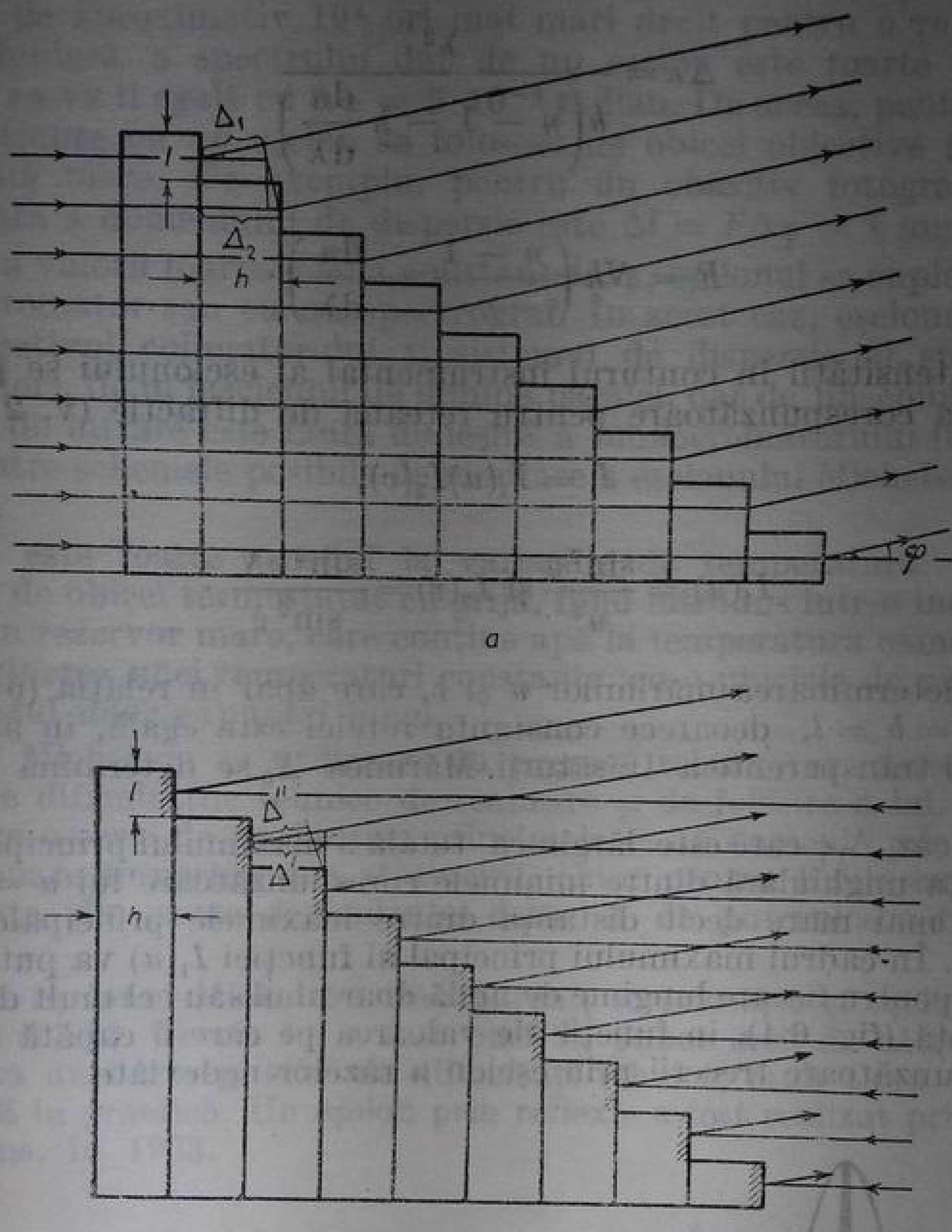


Fig. 6.3. Eşelonul (scăriţă) lui Michelson : a — prin transparenţă ; b — prin reflexie.

Expresia pentru dispersia unghiulară a eşelonului se obţine imediat, diferenţiind relaţia (6.21) în raport cu λ. Pentru unghiuri mici de difracţie ($\varphi \approx 0$)

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{h}{l}\left(\frac{n-1}{\lambda} - \frac{dn}{d\lambda}\right) . \tag{6.22}$$

Formulele pentru constanta eşelonului şi pentru puterea lui de rezoluţie, cînd nu se ţine seama de dispersia materialului lamelor, se pot obţine substituind în (6.1) şi (6.2) valoarea lui Δ_0 din (6.20). Considerînd $\varphi \approx 0$, obţinem

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{h(n-1)} \tag{6.23}$$

şi

$$R = \frac{N(n-1)h}{\lambda}. \tag{6.24}$$

Aici N este numărul de trepte ale eşelonului. Relaţiile care ţin cont de dispersia materialului lamelor sînt de forma

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{h\left(n - 1 - \lambda\dfrac{dn}{d\lambda}\right)} \tag{6.25}$$

şi

$$R = Nh\left(\frac{n-1}{\lambda} - \frac{dn}{d\lambda}\right). \tag{6.26}$$

Distribuţia intensităţii în conturul instrumental al eşelonului se poate obţine din distribuţia corespunzătoare pentru reţeaua de difracţie (v. 2.12), cap. 2,

$$I = I_1(u)I_2(v), \tag{6.27}$$

unde

$$I_1(u) = \frac{\sin^2 u}{u^2} \text{ şi } I_2(v) = \frac{\sin^2 vN}{\sin^2 v}.$$

Pentru determinarea mărimilor u şi v, care apar în relaţia (6.27), trebuie să punem $t = b = l$, deoarece constanta reţelei este egală, în acest caz, cu lăţimea părţii transparente a trăsăturii. Mărimea Δ_0 se determină din expresia (6.20).

În acest caz, $\Delta_1\varphi$ care este lărgimea totală a maximului principal al funcţiei $I_1(u)$ (distanţa unghiulară dintre minimele corespunzătoare lui $u = \pm\pi$) va fi de două ori mai mare decît distanţa dintre maximele principale vecine ale funcţiei $I_2(v)$. În cadrul maximului principal al funcţiei $I_1(u)$ va putea să apară, prin urmare, pentru fiecare lungime de undă doar unul sau cel mult două maxime de interferenţă (fig. 6.4), în funcţie de valoarea pe care o capătă diferenţa de drum corespunzătoare trecerii prin eşelon a razelor nedeviate.

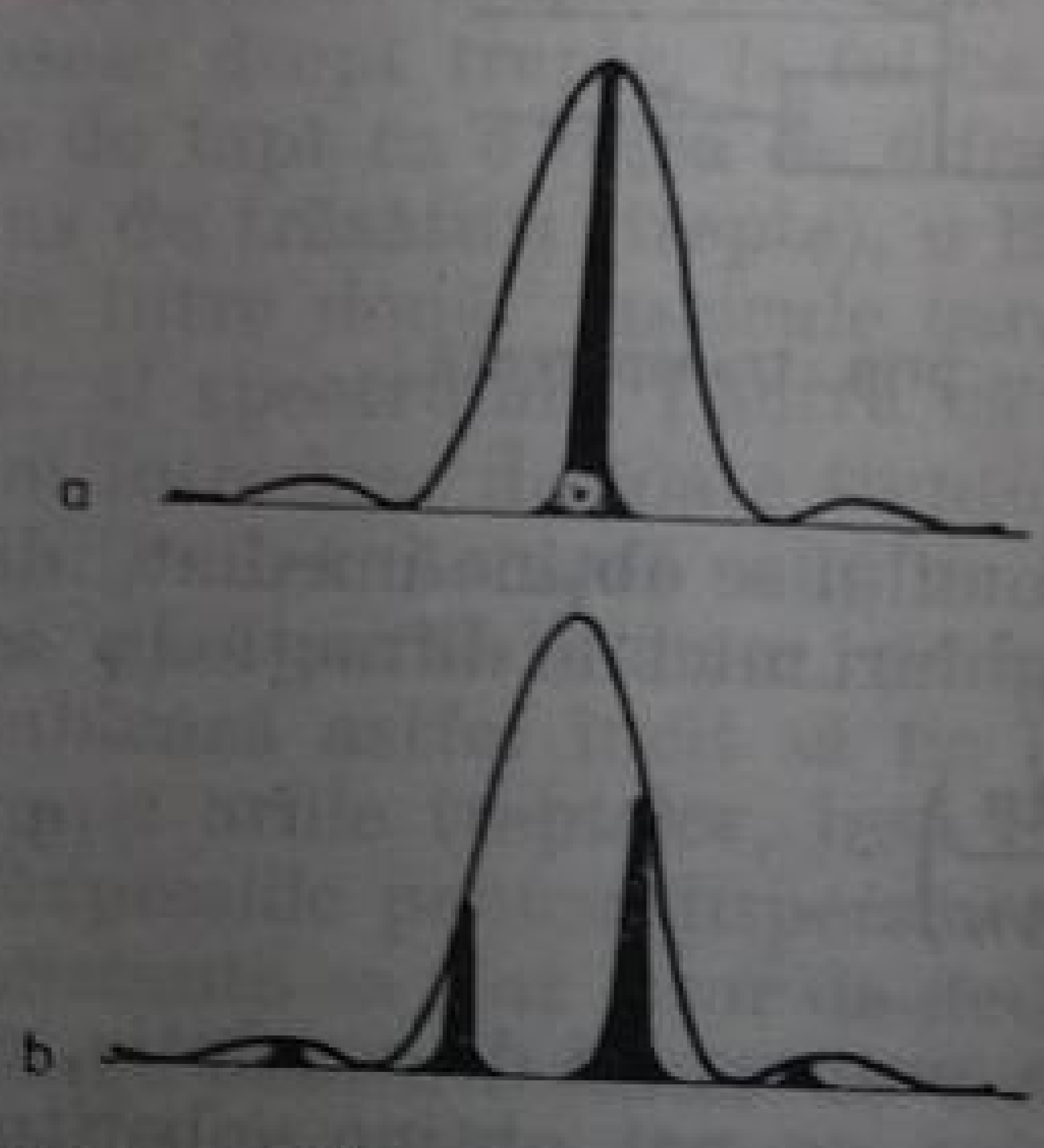


Fig. 6.4. Funcţiile de aparat ale eşelonului Michelson.

Dacă diferenţa de drum dată de relaţia (6.20), pentru $\varphi = 0$, este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, atunci va apărea un singur maxim de interferenţă, care coincide cu maximul principal al funcţiei $I_1(u)$ (fig. 6.4 a); în caz contrar se vor observa două maxime de interferenţă (fig. 6.4 b).

Pentru unghiuri de incidență mici, lărgimea unghiulară a maximului funcției $I_1(u)$ este egală cu $\Delta_1\varphi = 2\lambda/l$, iar distanța (tot unghiulară) dintre maximele principale vecine ale funcției $I_2(v)$ va fi $\Delta\varphi = \lambda/l$. Această mărime definește domeniul dispersiei unui eșelon, în care nu se vor produce suprapuneri.

Întrucît valorile lui l pentru o rețea în trepte sînt de obicei de ordinul a 1 mm, adică de aproximativ 10^3 ori mai mari decît pentru o rețea obișnuită, lărgime unghiulară a spectrului dat de un eșelon este foarte mică. Pentru $\lambda = 5\,000$ Å, ea va fi egală cu $\Delta\varphi = 5 \cdot 10^{-4}$ radian. De aceea, pentru observarea spectrelor obținute cu un eșelon se folosesc de obicei obiective fotografice cu distanța focală mare. De exemplu, pentru un obiectiv fotografic $F = 2$ m, mărimea liniară a domeniului de dispersie este $\Delta l = F\Delta\varphi = 1$ mm.

Din cauza valorii foarte mici a constantei $\Delta\lambda$, eșelonul se cuplează de obicei cu un monocromator sau cu un spectrograf. În acest caz, eșelonul este plasat fie între obiectivul colimatorului și sistemul de dispersie al spectrografului (montaj interior), fie în fasciculul de lumină paralel, dat de un colimator special, a cărui fantă de intrare este fanta de ieșire a monocromatorului (montaj exterior). Una dintre schemele posibile de montare a eșelonului Michelson este dată în figura 6.5.

Eșelonul este foarte sensibil la variațiile de temperatură. Din această cauză, el este de obicei termostatat cu grijă, fiind introdus într-o incintă pusă în legătură cu un rezervor mare, care conține apă la temperatura camerei. Aceasta permite menținerea unei temperaturi constante, cu o precizie de pînă la 0,01°C, chiar și în cazul unor expuneri lungi.

Eșelonul Michelson se utilizează în prezent relativ rar. Acest lucru este determinat de dificultățile tehnice de realizare și de folosire a lui. În afară de aceasta, el are o serie de neajunsuri principiale — un domeniu mic de dispersie și o distorsionare importantă a strălucirii, chiar pentru liniile cu lungimi de undă apropiate, din cauza dependenței deosebit de puternice a funcției $I_1(u)$ de unghi.

În afară de eșelonul Michelson transparent, se folosește și eșelonul prin reflexie (v. fig. 6.3 b). Teoria lui a fost pusă la punct încă de către Michelson, însă din cauza unei întregi serii de dificultăți tehnice, mult timp această idee nu a fost pusă în practică. Un eșelon prin reflexie a fost realizat prima dată de către Williams, în 1933.

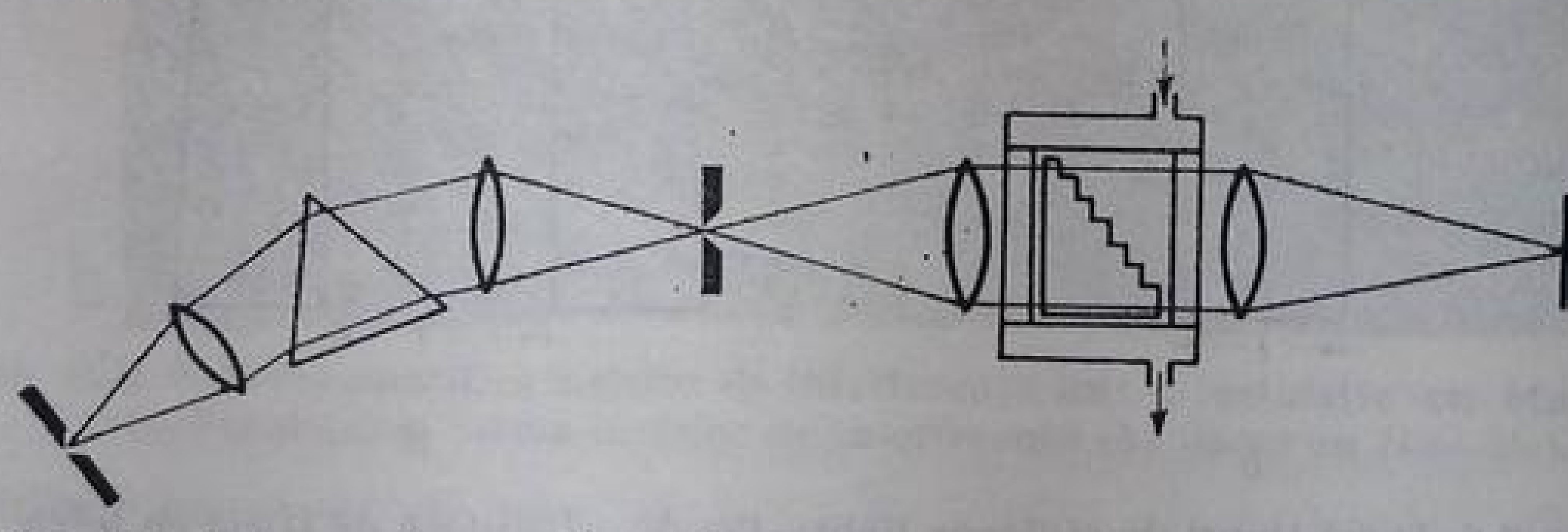


Fig. 6.5. Schema dispunerii unui monocromator prealabil și a eșelonului Michelson.

Spre deosebire de eșelonul transparent, confecționat din sticlă optică de înaltă calitate, eșelonul prin reflexie poate fi făcut din cuarț topit. Cuarțul topit are un coeficient de dilatare termică mic, ceea ce micșorează sensibilitatea eșelonului la variațiile de temperatură. În schimb, cerințele față de calitatea prelucrării suprafețelor eșelonului prin reflexie sînt de patru ori mai mari decît pentru eșelonul transparent.

La aceleași dimensiuni, eșelonul Michelson prin reflexie are o putere de separare și o dispersie substanțial mai mari decît eșelonul transparent. Acest fapt este determinat de diferența optică de drum optic dintre fasciculele care interferează, ce este mult mai mare. Într-adevăr, în cazul unor unghiuri de incidență și de difracție mici, diferența de drum dintre fasciculele reflectate de două trepte vecine este

$$\Delta_{refl} = \Delta' + \Delta'' = 2\,h,$$

în timp ce pentru eșelonul transparent

$$\Delta_0 = (n - 1)\,h.$$

Pentru $n = 1{,}5$, vom avea $\Delta_{refl} = 4\Delta_0$. De asemenea, puterea de separare și dispersia unui eșelon prin reflexie sînt de circa patru ori mai mari decît ale eșelonului transparent corespunzător.

Eșelonul Michelson-Williams este unicul aparat de înaltă putere de separare care poate fi folosit pentru studiul vacuum ultravioletului. În ciuda avantajelor enumerate, numărul de cercetări efectuate cu ajutorul eșelonului Michelson-Williams rămîne totuși destul de mic. Acest fapt se explică, probabil, prin dificultățile tehnice de realizare a unor eșeloane prin reflexie de calitate.

Etalonul Fabry-Pérot. Etalonul Fabry-Pérot, denumit și interferometrul Fabry-Pérot, este în prezent principalul aparat folosit pentru obținerea unei rezoluții spectrale înalte. Funcționarea lui se bazează pe trecerea luminii între două suprafețe plan-paralele, divizoare de lumină. Etalonul poate fi realizat sub forma unei lame cu fețe plan-paralele din sticlă sau din cuarț, pe ambele fețe ale acesteia fiind depuse straturi reflectante, divizoare (fig. 6.6 a) sau sub forma a două oglinzi plane, semitransparente, așezate paralel una față de alta și separate printr-un strat de aer (fig. 6.6 b).

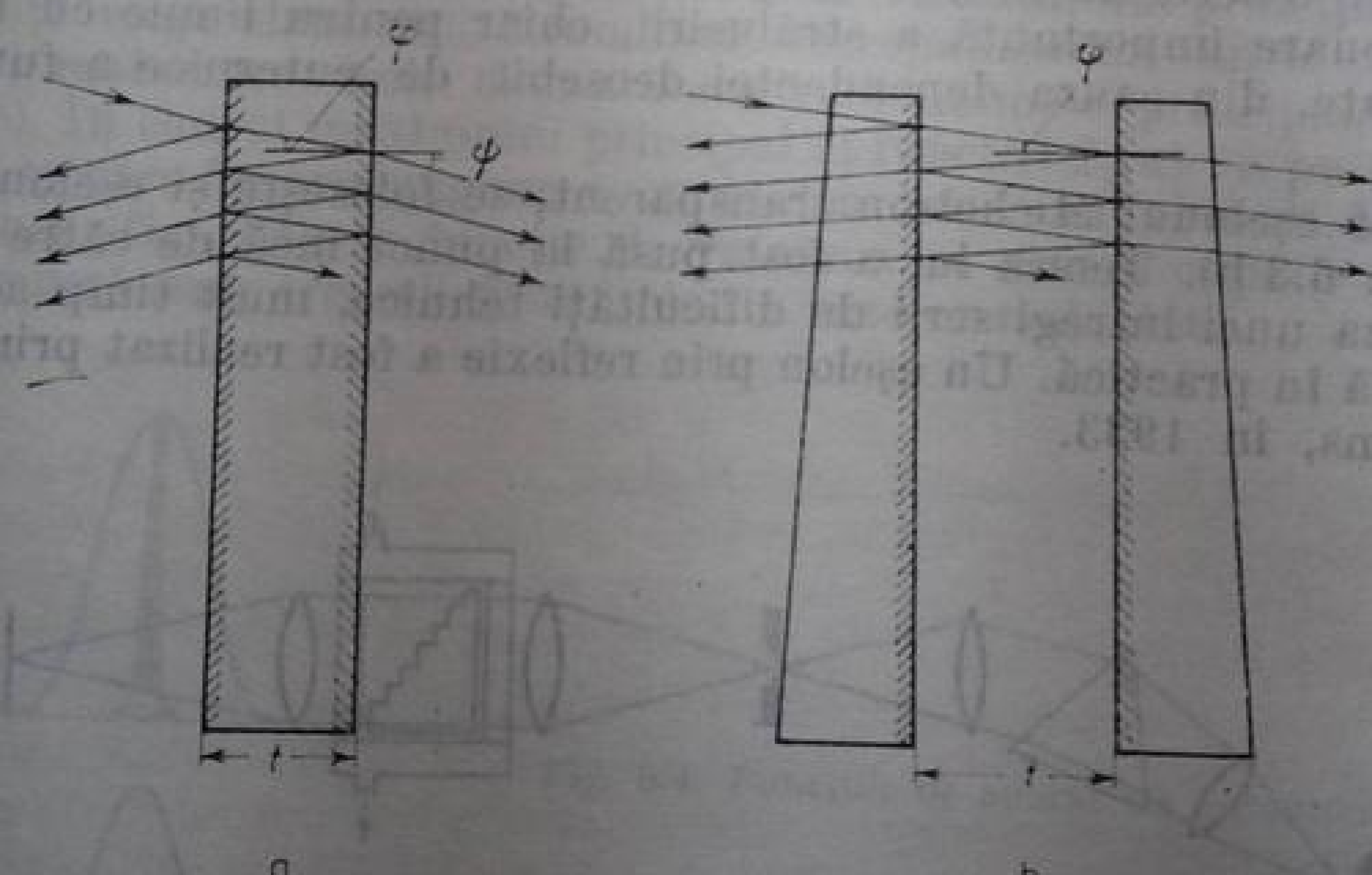


Fig. 6.6. Două tipuri de etaloane Fabry-Pérot : a — placă de sticlă cu fețele acoperite cu pelicule-oglinzi ; b — etalonul cu spațiul dintre plăci din aer.

La trecerea unui fascicul de lumină prin etalon, datorită reflexiilor multiple pe suprafețele semitransparente, se formează o serie de fascicule luminoase paralele. Diferența de drum dintre fasciculele vecine poate fi calculată din considerații geometrice, analog modului în care a fost calculată pentru lama Lummer. Ea este egală cu

$$\Delta_0 = 2\,tn\cos\varphi, \tag{6.28}$$

în cazul în care oglinzile sînt depuse pe cele două fețe ale unei lame plan-paralele, și cu

$$\Delta_0 = 2t \cos \varphi, \tag{6.29}$$

pentru etalonul cu lamele separate printr-un strat de aer. În ambele cazuri φ este unghiul sub care se reflectă razele de lumină pe fețele oglinzii.

Condiția de formare a unui maxim de interferență are în acest caz forma

$$2t \cos \varphi = k\lambda, \tag{6.30}$$

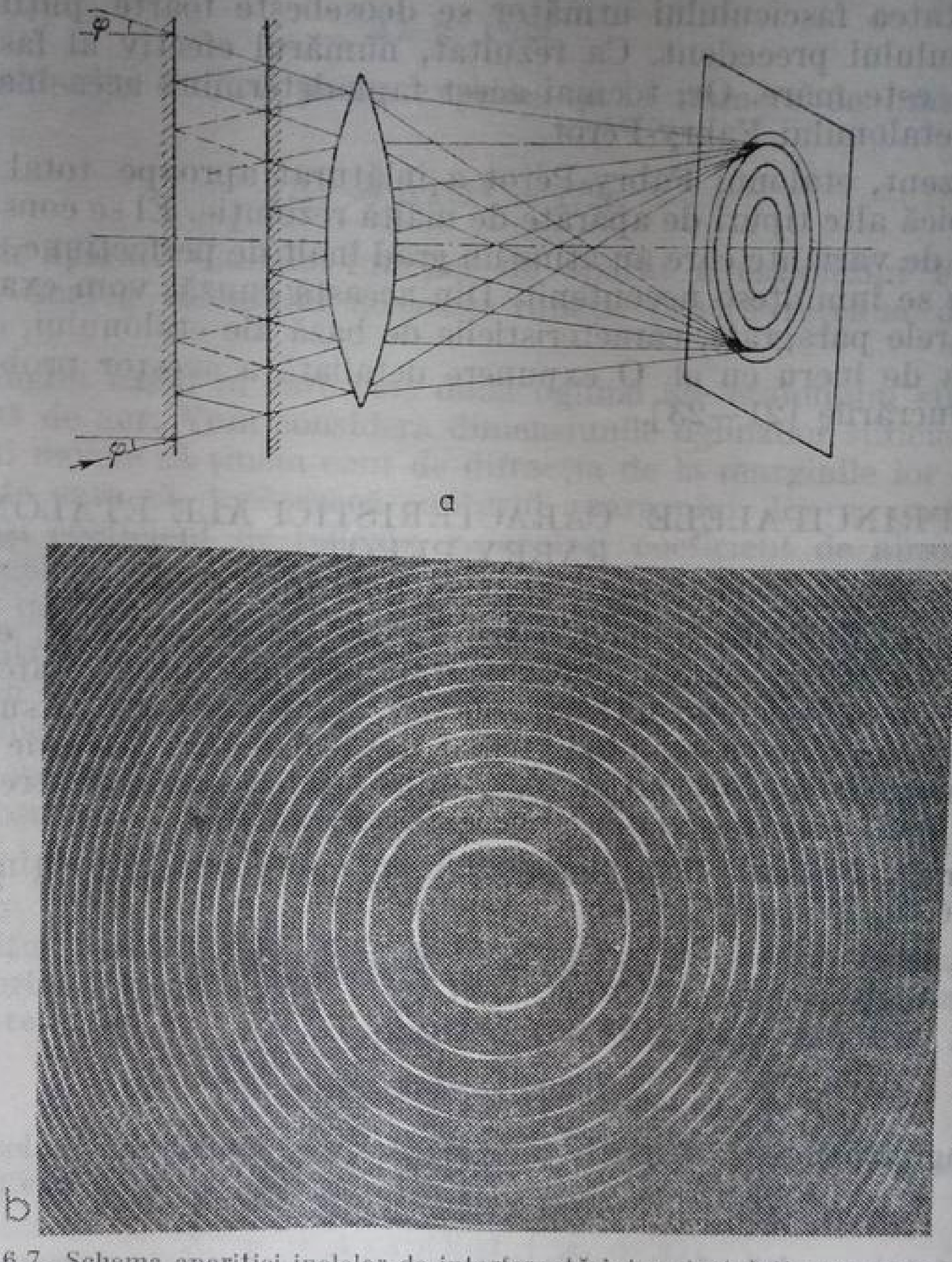


Fig. 6.7. Schema apariției inelelor de interferență într-o instalație cu etalon Fabry-Pérot (a) și forma inelelor de interferență (b) (laser cu He–Ne).

pentru etalonul cu strat de aer, și

$$2\,tn \cos \varphi = k\lambda, \tag{6.31}$$

pentru etalonul sub formă de lamă din sticlă. În ultimul caz, unghiul ψ, sub care fasciculul iese din etalon, este legat de unghiul φ prin relația

$$\sin\psi = n \sin\varphi,$$

iar condiția (6.31) se poate scrie și sub forma

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 \psi} = k\lambda. \tag{6.32}$$

Condiția pentru maxim, (6.30) — (6.31), este satisfăcută pentru toate razele care formează cu normala la suprafață unghiul φ. Din această cauză, dacă în spatele etalonului se așază o lentilă, atunci în planul său focal se vor observa o serie de cercuri luminoase, care corespund condițiilor $2tn \cos\varphi_1 = k\lambda$, $2tn \cos\varphi_2 = (k-1)\lambda$ ș.a.m.d. (fig. 6.7). Acest tablou este tipic pentru interferența în orice placă plan-paralelă. Numai că într-o placă obișnuită coeficientul de reflexie este $r = 3 - 5\%$, deci o atenuare foarte rapidă a fasciculelor odată cu mărirea numărului de reflexii, pe cînd pentru etalon, r fiind aproape de 100%, aici intensitatea fasciculului următor se deosebește foarte puțin de intensitatea fasciculului precedent. Ca rezultat, numărul efectiv al fasciculelor care interferează este mare. Or, tocmai acest fapt determină acea înaltă putere de separare a etalonului Fabry-Pérot.

În prezent, etalonul Fabry-Pérot a înlăturat aproape total din practica spectroscopică alte tipuri de aparate de înaltă rezoluție. El se construiește într-o gamă largă de variante care au atins un grad înalt de perfecțiune, iar procedeele de utilizare se înmulțesc necontenit. Din această cauză, vom examina pe larg, în următoarele paragrafe, caracteristicile de bază ale etalonului, construcția sa și metodica de lucru cu el. O expunere detaliată a acestor probleme se poate găsi și în lucrările [21—23].

§ 2. PRINCIPALELE CARACTERISTICI ALE ETALONULUI FABRY-PÉROT

Pentru examinarea principalelor caracteristici ale unui etaon Fabry-Pérot ne vom mărgini numai la etalonul format din două suprafețe reflectante paralele, între oglinzi fiind un strat de aer, a cărui teorie este substanțial mai simplă decît cea pentru etalonul format dintr-o singură lamă de sticlă sau de cuarț. În afară de aceasta, în prezent, etaloanele cu spațiul dintre lame din aer se folosesc mult mai frecvent în practica laboratoarelor.

Dispersia. Formula dispersiei unghiulare a etalonului se obține diferențiind expresia (6.20) în raport cu λ

$$d\varphi/d\lambda = -\,k/2t \sin\varphi. \tag{6.33}$$

Eliminînd pe k din (6.30) și (6.33), obținem

$$d\varphi/d\lambda = -\,1/\lambda \operatorname{tg}\varphi. \tag{6.34}$$

Pentru unghiuri φ mici, se poate pune $\operatorname{tg}\varphi \approx \varphi$ și

$$d\varphi/d\lambda = -\,1/\lambda\varphi. \tag{6.35}$$

Din (6.34) rezultă că dispersia tuturor etaloanelor este aceeași, independent de grosimea lor și de alți parametri. Aproape de normală dispersia devine infinit. Semnul minus înseamnă că, odată cu creșterea unghiului de observare, se micșorează lungimea de undă pentru care se produce maximul corespunzător.

Constanta etalonului. Pentru determinarea distanței unghiulare dintre cercurile vecine, care corespund unei anumite lungimi de undă, diferențiem (6.30) în raport cu k:

$$-\,2t \sin\varphi\,\Delta\varphi = \lambda\Delta k.$$

Punînd $\Delta k = 1$, obținem

$$\Delta\varphi = -\,\lambda/(2t\sin\varphi). \tag{6.36}$$

Cunoscînd distanța unghiulară dintre cercuri, $\Delta\varphi$, și dispersia unghiulară a etalonului, nu este greu de găsit intervalul de lungimi de undă care corespunde distanței dintre două cercuri vecine, sau constanta etalonului

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\varphi}{d\varphi/d\lambda} = \frac{\lambda^2}{2t\cos\varphi}. \tag{6.37}$$

Pentru unghiuri de incidență mici, $\cos\varphi \approx 1$ și

$$\Delta\lambda \approx \lambda^2/2t. \tag{6.38}$$

Constanta etalonului se mai poate exprima și în numere de undă, $\bar{\nu} = 1/\lambda$. Atunci

$$\Delta\bar{\nu} = \Delta\lambda/\lambda^2 = 1/2t. \tag{6.39}$$

Funcția de aparat. Calculul funcției de aparat a etalonului Fabry-Pérot se efectuează analog calculului aceleiași funcții pentru rețeaua de difracție (v. cap. 2).

Să examinăm cazul în care cele două oglinzi ale etalonului sînt separate printr-un strat de aer. Vom considera dimensiunile oglinzilor suficient de mari pentru a nu fi nevoie să ținem cont de difracția de la marginile lor și de fasciculele înclinate care să depășească conturul aparatului. Fie ca ambele oglinzi să aibă același coeficient de reflexie, r, același coeficient de absorbție, ε, și același coeficient de transmisie, $\tau (r + \varepsilon + \tau = 1)$. Deoarece r, ε și τ sînt coeficienți pentru intensitate, adică pentru pătratul amplitudinii, coeficienții corespunzători pentru amplitudine vor fi $\sqrt{r}$, $\sqrt{\varepsilon}$ și $\sqrt{\tau}$. După fiecare trecere a fasciculului de lumină prin stratul reflectant, amplitudinea undei se modifică de $\sqrt{\tau}$ ori, iar după reflexie de $\sqrt{r}$ ori.

Ecuația vibrației luminoase pentru unda incidentă pe etalon poate fi scrisă sub forma

$$S = \tau A \exp[i(\omega t + \varphi_0)],$$

A fiind amplitudinea vibrației, ω — frecvența circulară, iar φ_0 — faza vibrației.

Pentru primul fascicul care trece prin cele două straturi oglinzi, fără reflexie, se poate scrie

$$S_1 = \tau A \exp[i(\omega t + \varphi_1)].$$

Pentru cel de al doilea fascicul, care, în afară de cele două treceri prin oglindă, a suferit și două reflexii, avem

$$S_2 = \tau r A \exp[i(\omega t + \varphi_1 + \delta)].$$

Aici $\delta = 2\pi\Delta_0/\lambda$ este variația fazei vibrației datorită parcurgerii de către fascicul a diferenței de drum Δ_0.

În mod corespunzător, pentru fasciculul de ordinul k avem

$$S_k = \tau r^{k-1} A \exp\{i[\omega t + (k-1)\delta]\}.$$

Pentru obținerea rezultatului final al interferenței efectuăm însumarea tuturor vibrațiilor

$$S = \sum_{k=1}^{\infty} S_k = A\,\tau \exp[i(\omega t + \varphi_1)] \sum_{k=1}^{\infty} r^{k-1} \exp[i(k-1)\delta].$$

Această sumă reprezintă o progresie geometrică infinită, a cărei sumă a termenilor este egală cu

$$S = \frac{A\tau \exp[\mathrm{i}(\omega t + \varphi_1)]}{1 - re^{i\delta}}.$$

Pentru determinarea intensității luminii care trece prin etalon, înmulțim această mărime cu mărimea complex conjugată. Atunci

$$I = SS^* = I_0 \frac{\tau^2}{(1-r)^2 + 4r\sin^2(\delta/2)}. \tag{6.40}$$

Expresia obținută poartă numele de formula lui Airy. Graficul acestei funcții pentru diferite valori ale lui r este dat în figura 6.8. La deducerea relației (6.40) nu am ținut seama de variațiile posibile ale fazei, datorită reflexiei. Însă ele nu influențează rezultatul final, deoarece sînt echivalente unei variații neglijabile a grosimii etalonului.

Pentru etalonul format dintr-o lamă de sticlă, cu fețele semiargintate, este necesar să se țină cont de pierderile prin absorbție a luminii în sticlă. În acest caz, expresia intensității luminii care trece prin etalon are forma

$$I = \frac{I_0 \tau^2 v}{(1-vr)^2 + 4vr\sin^2(\delta/2)}, \tag{6.41}$$

în care v este coeficientul de transmisie a luminii în grosimea lamei de sticlă.

Din relațiile (6.40) și (6.41) se vede că maximele funcției I se produc cînd $\delta/2 = k\pi$, ceea ce corespunde la $\Delta_0 = k\lambda$. Intensitatea într-un maxim, pentru etalonul cu strat de aer ($v = 1$), este egală în acest caz cu

$$I_{\max} = \frac{I_0 \tau^2}{(1-r)^2}. \tag{6.42}$$

În cazul în care nu există pierderi prin absorbție în oglinzi, $1 - r = \tau$, iar $I_{\max} = I_0$, adică toată energia transmisă de sursă în direcția maximului trece prin etalon. Mărimea

$$T = \frac{\tau^2}{(1-r)^2} \tag{6.43}$$

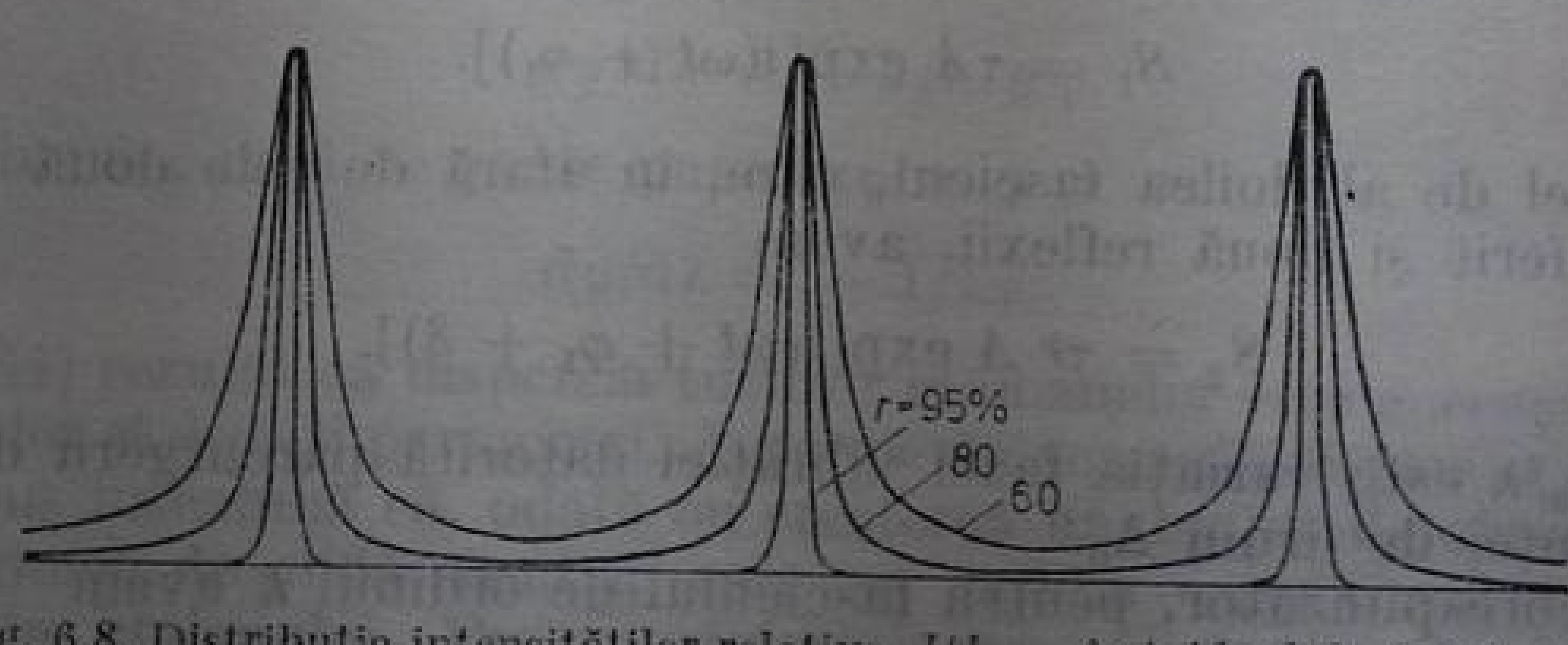


Fig. 6.8. Distribuția intensităților relative, $I/I_{\max}$, în tabloul de interferență al unui etalon ca funcție de δ, în cazul unor coeficienți de reflexie r ai oglinzilor diferiți.

se numește, de obicei, transmisia etalonului în maxim. Ea depinde de coeficientul de absorbție al straturilor reflectante, $\varepsilon = 1 - r - \tau$, astfel încît pentru r mari această dependență devine mai importantă. În tabelul 6.1 este dată transmisia unui etalon în maxim, pentru diferiți ε și r.

Tabelul 6.1

Transmisia în maxim (T), contrastul $\gamma = I_{max}/I_{min}$ și numărul efectiv de fascicule N_{ef} ale etalonului Fabry-Pérot în funcție de coeficientul de reflexie r și de coeficientul de absorbție, ε

r, %	T, % pentru							γ	N_{ef}
	$\varepsilon = 1\%$	$\varepsilon = 2\%$	$\varepsilon = 3\%$	$\varepsilon = 4\%$	$\varepsilon = 5\%$	$\varepsilon = 6\%$	$\varepsilon = 7\%$		
80	90	81	72	64	56	49	42	81	14
82	89	79	69	60	52	44	37	102	16
84	88	77	66	56	47	39	32	132	18
86	86	73	62	51	41	33	25	176	21
88	84	69	56	44	34	25	17	245	24
90	81	64	49	36	25	16	9	360	30
92	77	56	39	25	14	6	1,6	580	38
94	70	44	25	11	3	0	—	1040	51
96	57	25	6	0	—	—	—	2400	77
97	44	11	0	—	—	—	—	4300	103
98	25	0	—	—	—	—	—	9800	156

Împărțind (6.40) la (6.42) vom obține distribuția intensității în unități relative

$$\frac{I}{I_{max}} = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}}. \tag{6.44}$$

Pentru o anumită grosime a etalonului, maximul acestei funcții este cu atît mai îngust, cu cît este mai mare r, și nu depinde de celelalte mărimi. Minimul funcției de aparat, așa cum rezultă din (6.40), corespunde lui $\sin(\delta/2) = 1$. Intensitatea luminii ce trece prin aparat este egală cu

$$I_{min} = \frac{I_0\tau^2}{(1+r)^2}.$$

Raportul dintre intensitatea în maxim și intensitatea în minim a funcției de aparat, $\gamma = I_{max}/I_{min}$ se numește contrastul etalonului. Evident,

$$\gamma = \left(\frac{1+r}{1-r}\right)^2 \tag{6.45}$$

și depinde deci numai de r. După cum se vede din figura 6.6, datorită reflexiilor multiple ale fasciculului luminos de oglinzile etalonului Fabry-Pérot, în afara sistemului de fascicule luminoase care suferă un număr par de reflexii și care se propagă în direcția fasciculului de lumină incident pe etalon, se formează și un sistem de fascicule care suferă un număr impar de reflexii pe oglinzi. Rezultatul interferenței acestor fascicule, care se propagă în direcția reflexiei de oglindă pe fețele etalonului, se poate obține procedînd analog ca și pentru lumina care trece prin etalon. Diferența dintre aceste cazuri constă în următoarele. Pentru lumina care trece prin etalon intensitățile tuturor fasciculelor vecine se deosebesc foarte puțin una de alta, pe cînd în cazul luminii reflectate, primul fascicul depășește ca intensitate toate celelalte fascicule care interferează și se distinge prin defazajul său.

Se poate arăta că tabloul de interferență observat în lumină reflectată este complementar față de tabloul observat în lumină transmisă. Strict vorbind, acest fapt este adevărat numai în absența pierderilor datorită absorbției. Pentru

unghiurile sub care în lumină transmisă se observă un maxim de interferență îngust, în lumină reflectată se va observa un minim îngust (fig. 6.9). Dacă în lumina transmisă cîteva linii dau sisteme distincte de cercuri, în lumina reflectată contrastul tabloului se reduce considerabil, chiar în cazul în care

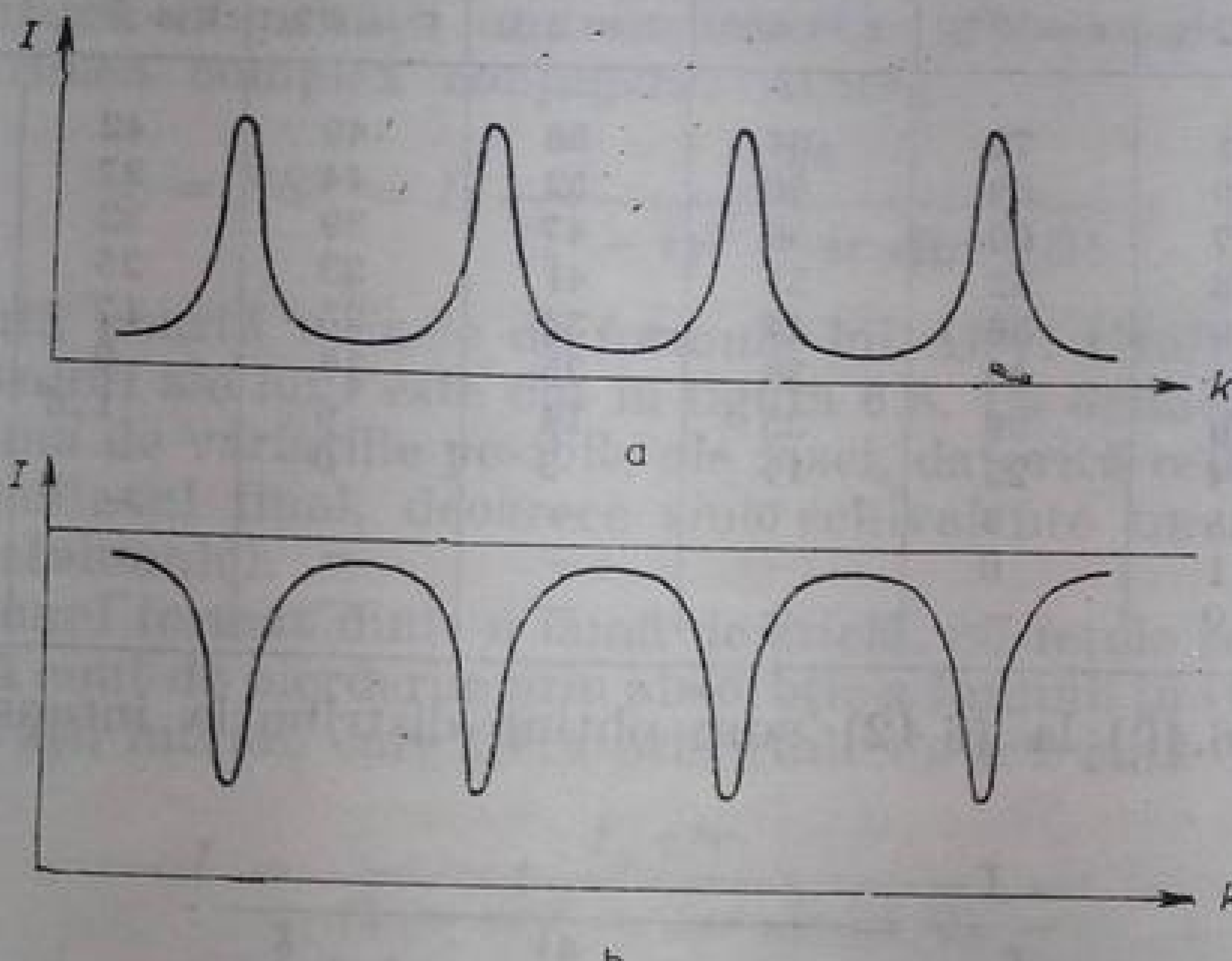


Fig. 6.9. Distribuția intensităților în lumina transmisă (prin etalon) (a) și în lumina reflectată (b).

radiația sursei conține numai două linii spectrale, fiindcă peste sistemul de cercuri luminoase largi, cu intervale întunecate înguste, se suprapune un alt sistem de cercuri luminoase largi. De aceea, exceptînd situații foarte rare, întotdeauna etalonul se folosește numai în lumină transmisă.

Putere de separare. Pentru determinarea puterii de separare a etalonului Fabry-Pérot nu mai putem folosi criteriul Rayleigh, deoarece, în acest caz, conturul instrumental nu prezintă maxime și minime secundare. De obicei, se consideră că etalonul Fabry-Pérot separă încă două linii dacă acestea se află la o distanță $\delta\lambda$, egală cu semilărgimea acestor linii. Pentru determinarea lui vom folosi relația (6.44), punînd în ea $I/I_{max} = 0{,}5$

$$0{,}5 = \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}}. \qquad (6.46)$$

Dacă maximul conturului instrumental corespunde lui $\delta/2 = k\pi$, atunci punctului de pe contur în care $I = 0{,}5\, I_{max}$ îi corespunde $\delta/2 = (k + \Delta k)\pi$ (Δk fiind o parte fracționară mică a ordinului). Evident, pentru Δk mici,

$$|\sin (k + \Delta k)\pi| = |\sin \Delta k\pi| \approx |\Delta k\pi|.$$

Substituind în (6.46)

$$\sin^2 (\delta/2) = (\Delta k \pi)^2,$$

vom obține valoarea lui Δk

$$\Delta k = \frac{1}{2\pi}\frac{1-r}{\sqrt{r}}. \qquad (6.46')$$

Distanța δk dintre două linii care se află la limita de separație, exprimată prin fracțiuni de ordin, este egală cu dublul distanței Δk

$$\delta k = \frac{1}{\pi} \frac{1 - r}{\sqrt{r}}. \tag{6.47}$$

Pentru unghiuri mici de incidență a luminii pe etalon, conform cu (6.30)

$$k = 2t/\lambda. \tag{6.48}$$

Diferențiind această expresie, obținem

$$\lambda \delta k + k \delta \lambda = 0,$$

de unde

$$R = \lambda/\delta\lambda = |\, k/\delta k\,|. \tag{6.49}$$

Înlocuind în (6.49) valoarea lui k din (6.48) și pe a lui δk din (6.47), obținem, pentru puterea de separare a etalonului,

$$R = \frac{2\pi\, t}{\lambda} \frac{\sqrt{r}}{1 - r}. \tag{6.50}$$

Intervalul minim care mai poate fi separat, exprimat în lungimi de undă, va fi dat de expresia

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2(1 - r)}{2\,\pi\, t \sqrt{r}}. \tag{6.51}$$

În cazul unor coeficienți de reflexie mari, putem înlocui pe $\sqrt{r}$ cu unitatea și atunci, cu o precizie de pînă la cîteva procente, obținem

$$R = \frac{2\pi\, t}{\lambda(1 - r)} \approx \frac{6\, t}{\lambda(1 - r)}. \tag{6.52}$$

Prin urmare, puterea de separare este direct proporțională cu grosimea etalonului, t.

Prin analogie cu expresia puterii de separare a rețelei, pentru etalon se poate scrie

$$R = k\, N_{ef} = \frac{2t}{\lambda} N_{ef}. \tag{6.53}$$

Aici N_{ef} este numărul efectiv de fascicule, adică acel număr de fascicule de intensitate egală, care asigură aceeași putere de separare ca și o succesiune infinită de fascicule a căror intensitate este mereu descrescătoare.

Din relațiile (6.49) și (6.53), ținînd cont și de (6.47), găsim numărul efectiv de fascicule

$$N_{ef} = \frac{1}{\delta k} = \frac{\pi\sqrt{r}}{1 - r}. \tag{6.54}$$

Din (6.54) se vede că numărul efectiv de fascicule este egal cu numărul inelelor de interferență care pot fi deosebite în intervalul dintre două ordine

vecine. Pentru diferite valori ale coeficientului de reflexie valorile lui N_{ef} sînt date în ultima coloană a tabelului 6.1.

La deducerea expresiilor pentru puterea de separare și pentru numărul efectiv de fascicule am considerat

exprimate în fracțiuni de ordin, pot fi determinate diferențiind (6.30) în raport cu t. În cazul unor unghiuri de incidență mici

$$\Delta k = \frac{2}{\lambda} \Delta t. \tag{6.55}$$

În ipoteza că această deplasare nu trebuie să depășească lărgimea conturului instrumental, δk, atunci se poate stabili relația dintre coeficientul de reflexie al oglinzilor și precizia necesară prelucrării lor. Comparînd valorile lui Δk și δk, date de relațiile (6.55) și (6.47), obținem

$$\Delta t = \frac{1}{2\pi} \frac{1 - r}{\sqrt{r}} \lambda. \tag{6.56}$$

Pentru oglinzile cu coeficienți de reflexie mari, $\sqrt{r} \approx 1$ și deci

$$\Delta t \approx \frac{1}{2\pi}(1 - r)\lambda. \tag{6.57}$$

Așadar, cu cît este mai mare coeficientul de reflexie, cu atît se impune precizie mai multă pentru prelucrarea oglinzilor. Astfel, dacă $r = 85\%$, atunci $\Delta t = \lambda/40$, pe cînd pentru $r = 94\%$, $\Delta t = \lambda/100$.

Prin urmare, pentru ca defectele suprafețelor etalonului să nu provoace o lărgire sensibilă a conturului instrumental și deci o micșorare a puterii de separare, o oglindă cu $r = 85\%$ trebuie să fie prelucrată cu o eroare mai mică de $\lambda/40$, iar o oglindă cu $r = 94\%$, cu o eroare mai mică de $\lambda/100$.

Aceeași eroare, Δt, este admisibilă și pentru fixarea paralelismului celor două oglinzi plane. Dacă dimensiunile oglinzii sînt D, atunci unghiul dintre ele trebuie să fie mai mic decît $\Delta t/D$.

Relația (6.57) are un caracter aproximativ. Dacă aria defectelor este mică față de dimensiunile oglinzii, atunci chiar abateri relativ mari de la planeitate au o contribuție neînsemnată la formarea conturului instrumental. Din această cauză, în realitate sînt acceptabile oglinzi de o calitate ceva mai slabă decît rezultă din relația (6.57).

Uneori se poate obține o mărire a puterii lui de separare diafragmînd etalonul și deci micșorînd astfel influența erorilor suprafețelor. Însă în acest caz trebuie să se țină seama de faptul că pentru deschideri mici ale etalonului începe să aibă un rol mai important vinietarea fasciculelor înclinate, ceea ce micșorează, la rîndul ei, puterea de separare.

Defectele suprafeței oglinzilor lărgesc conturul instrumental micșorînd tocmai prin aceasta, strălucirea în maximul tabloului de interferență. Strălucirea din minim rămîne însă neschimbată în acest caz. Drept rezultat asistăm la o micșorare a contrastului unui aparat real în comparație cu contrastul aparatului ideal corespunzător. Relația dintre calitatea prelucrării suprafeței și coeficientul de reflexie optim al oglinzilor trebuie avută totdeauna în vedere. Adoptarea unui coeficient de reflexie exagerat de mare pentru niște oglinzi de o calitate slabă duce la pierderi de energie. Într-adevăr, pentru o eroare a prelucrării suprafeței Δt, dată, coeficientul de reflexie are o valoare cu mult mai mare decît cea dată de formula (6.57); atunci lărgimea conturului instrumental va fi complet determinată numai de defectele oglinzilor. Cantitatea de energie ce poate trece însă prin etalon scade cu creșterea coeficientului de reflexie. Acest fapt este datorat îngustării contururilor descrise de funcția Airy,

iar în cazul în care există pierderi și datorită micșorării transmisiei în maxim (v. tab. 6.1).

Un tablou complet analog se obține prin îngustarea fantei unui spectrograf pînă la o valoare mai mică decît lărgimea normală: puterea de separare nu se mărește, iar cantitatea de energie utilă scade.

Pînă la apariția straturilor dielectrice, puterea de separare a etalonului era limitată de coeficientul de reflexie, a cărui valoare de 80–90% era greu de depășit. În prezent, un coeficient de reflexie de 97–98% poate fi atins cu ușurință. Din această cauză, principalul motiv al limitării puterii de separare a etalonului îl constituie defectele suprafețelor. Conform relației (6.40), puterea de separare este $R = \lambda/\delta\lambda$, unde $\delta\lambda$ este lărgimea conturului instrumental. Dacă lărgimea conturului instrumental este determinată numai de defectele oglinzilor, atunci $\delta\lambda$ trebuie înlocuit cu $\Delta\lambda$. Atunci, folosind expresiile (6.48) și (6.55), găsim că puterea de separare a etalonului real este

$$R = \lambda/\Delta\lambda = t/\Delta t. \qquad (6.58)$$

Deocamdată este practic imposibil să se prelucreze suprafețe cu dimensiuni de cîțiva centimetri cu o precizie $\Delta t < \lambda/100$.

Și stabilirea paralelismului cu o precizie cît mai mare este, de asemenea, dificilă. Aceasta înseamnă că pentru un etalon cu o grosime de 100 mm se poate atinge o putere de separare de cel mult $2 \cdot 10^7$. Grosimi mai mari sînt dificil de obținut; în afară de aceasta, valoarea constantei etalonului devine extrem de mică la grosimi mai mari.

Luminozitatea. Să examinăm la început luminozitatea unui etalon lipsit de monocromatizare prealabilă. Iluminarea inelelor date de un etalon se determină cu ajutorul strălucirii imaginii și cu ajutorul unghiului solid din interiorul căruia iese lumina care cade pe suprafața focală. După cum se știe, strălucirea unei imagini este egală cu strălucirea sursei, B, înmulțită cu transmisia sistemului, T. În cazul nostru transmisia etalonului în maxim este exprimată de relația (6.43). Unghiul solid este egal cu $\omega = S/F^2$, S fiind aria oglinzilor etalonului, iar F — distanța focală a obiectivului care construiește imaginea inelelor. Prin urmare, iluminarea în maximul unui inel, dat de etalon, va fi

$$E = TBS/F^2, \qquad (6.59)$$

iar luminozitatea în raport cu iluminarea

$$L_{ilum} = TS/F^2.$$

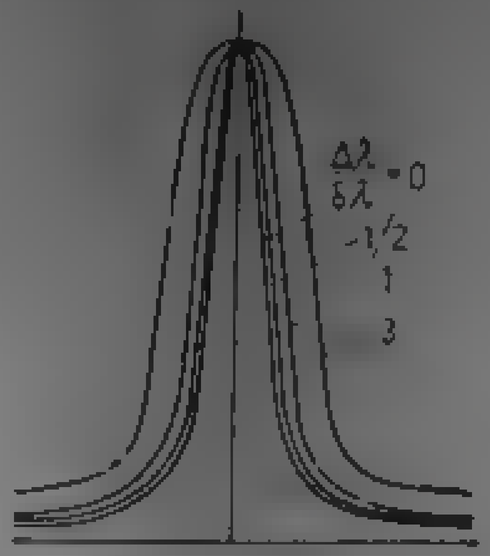
În cazul înregistrării fotoelectrice a radiației transmise de etalonul Fabry-Pérot mărimea măsurată este fluxul luminos. Pentru separarea radiației de lungime de undă necesară în planul în care se focalizează inelul se așază o diafragmă circulară sau inelară. Cînd se explorează tabloul de interferență (v. p. 202), datorită dimensiunilor finite ale diafragmei, conturul instrumental se deosebește esențial de cel dat de curba lui Airy. Alura contururilor instrumentale, pentru diferite diametre ale unei diafragme, este dată în figura 6.10.

Evident, folosirea unei diafragme a cărei lărgime spectrală este cu mult mai mare decît lărgimea conturului liniei, $\delta\lambda$, nu duce la mărirea fluxului luminos transmis pentru linia care se măsoară. În schimb se micșorează considerabil puterea de separare a spectrometrului. Invers, micșorarea diafragmei pînă la o valoare cu mult mai mică decît $\delta\lambda$, fără a produce vreo mărire sesizabilă a puterii de separare, determină însă micșorarea evidentă a fluxului

luminos incident pe aparat. O soluţie de compromis constă în folosirea unei diafragme a cărei lărgime să fie egală cu $\delta\lambda$. În acest caz puterea de separare a aparatului, R', este de $\sqrt{2}$ mai mică decît cea teoretică

$$R' = R/\sqrt{2} \approx 0{,}7R.$$

Fig. 6.16. Înregistrarea tabloului de interferenţă pentru valori diferite ale rapoartelor dintre diametrul diafragmei de ieşire şi semilărgimea conturului instrumental teoretic al etalonului.



Să calculăm mărimea fluxului luminos transmis de o diafragmă care are lărgimea spectrală $\delta\lambda$.

Fluxul luminos Φ este egal cu iluminarea medie a diafragmei, E, înmulţită cu aria ei, ΔS. Iluminarea medie a diafragmei este dată de relaţia (6.59), în care transmisia etalonului în maxim, T, trebuie înlocuită cu transmisia lui medie, $\bar{T}$. Atunci

$$\Phi = \bar{T}B\frac{S}{F^2}\Delta S. \tag{6.60}$$

Dacă raza medie a diafragmei este ρ, atunci aria diafragmei inelare înguste, care decupează inelul de ordinul k, va fi egală cu

$$\Delta S = 2\pi\rho\Delta\rho = 2\pi F^2\varphi_k d\varphi, \tag{6.61}$$

φ_k fiind unghiul sub care se observă maximul de ordinul k, iar $d\varphi$ — dimensiunile unghiulare ale diafragmei.

Dacă lărgimea spectrală a diafragmei este $\delta\lambda$, atunci dimensiunile ei unghiulare sînt

$$\delta\varphi = (d\varphi/d\lambda)\delta\lambda$$

şi, conform relaţiei (6.35),

$$\delta\varphi = \delta\lambda/\lambda\varphi_k.$$

Atunci aria diafragmei este

$$\Delta S = 2\pi F^2\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{2\pi F^2}{R}. \tag{6.62}$$

Transmisia etalonului pentru unghiurile care nu corespund maximului este egală, conform relaţiei lui Airy, cu

$$T' = \frac{T}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2}\sin^2\frac{\delta}{2}}.$$

18

Pentru calcularea transmisiei medii a etalonului după suprafaţa diagramei se poate considera că

$$\frac{\delta}{2} = (k + x)\pi,$$

unde x este o parte fracţionară mică a ordinului. Atunci

$$T' = \frac{T}{1 + \frac{4r(x\pi)^2}{(1-r)^2}} = \frac{T}{1 + \left(\frac{x}{\Delta k}\right)^2}, \qquad (6.63)$$

unde Δk este dat de formula (6.46'). Coeficientul de transmisie mediu după suprafaţa diagramei, este, evident, egal cu

$$\bar{T} = \frac{1}{2\Delta k}\int_{-\Delta k}^{+\Delta k} T' \,\mathrm{d}x. \qquad (6.64)$$

Substituind în (6.64) pe T' din (6.63) şi efectuînd integrarea, obţinem

$$\bar{T} = \frac{\pi}{4} T. \qquad (6.65)$$

Înlocuind în (6.60) valoarea lui T din (6.65) şi pe ΔS din (6.62), obţinem

$$\Phi = \frac{BST}{R}\,\frac{\pi^2}{2}. \qquad (6.66)$$

Aşadar, luminozitatea etalonului Fabry-Perot în raport cu fluxul, pentru o diafragmă inelară, a cărei lărgime spectrală este $\delta\lambda$, este egală cu

$$L_{flux} = T\frac{S\pi^2}{2R}. \qquad (6.67)$$

O aceeaşi formulă se poate obţine înmulţind factorul geometric al etalonului, u_e, cu transmisia medie după întreaga diafragmă, $\bar{T}$,

$$L_{flux} = \bar{T} u_e. \qquad (6.68)$$

Factorul geometric al etalonului este egal cu produsul dintre aria oglinzilor, S, şi dimensiunile unghiulare ale diafragmei de ieşire, $\Omega = \Delta S/F^2$. Aici ΔS este aria diafragmei, dată de relaţia (6.62). Prin urmare, $\Omega = 2\pi/R$, iar

$$u_e = S\Omega = 2\pi S/R. \qquad (6.69)$$

Înlocuind în (6.68) pe $\bar{T}$ şi pe u_e din (6.65) şi, respectiv, din (6.69), obţinem expresia (6.67).

Din (6.69) rezultă că produsul dintre factorul geometric şi puterea lui de separare este egal cu

$$Q = u_e R = 2\pi S. \qquad (6.70)$$

Factorul geometric al unui spectrometru cu reţea de difracţie este $u_r = \beta S/R$, unde β este înălţimea unghiulară a fantei (v. cap. 2). Dacă puterile de separare sînt egale, atunci

$$\frac{u_e}{u_r} = \frac{2\pi}{\beta}.$$

De obicei, β nu este mai mare decît 0,1 – 0,01 și, prin urmare, factorul geometric al unui etalon este mai mare de 60 – 600 ori decît al unei rețele de difracție. Tot de atîtea ori este mai mare și factorul de calitate al etalonului față de cel al unei rețele. Problemele care se referă la luminozitatea etalonului sînt tratate amănunțit în lucrările lui Jacquinot [6.1 – 6.2].

Pînă acum am evaluat fluxul ce poate fi obținut cu un etalon Fabry-Pérot, folosit fără un monocromator preliminar. În practică însă aproape totdeauna etalonul este cuplat cu un aparat de dispersie prealabilă. Drept asemenea aparate pot fi folosite monocromatoarele sau filtrele interferențiale. În cel de al doilea caz fluxul luminos de la ieșirea din spectrometru este micșorat cu o cantitate absorbită în filtru.

Calculul luminozității sistemului care constă dintr-un etalon și un monocromator este dat în lucrarea [6.3]. Aici ne vom mărgini să dăm numai rezultatele finale.

Fie lărgimea spectrală a fantei monocromatorului $\Delta\lambda$, iar lărgimea spectrală a diafragmei etalonului $\delta\lambda$. Dacă întregul flux separat de monocromator poate trece prin diafragma etalonului, atunci luminozitatea spectrometrului este determinată pur și simplu de luminozitatea monocromatorului înmulțită cu transmisia etalonului.

Dacă fluxul luminos care iese din monocromator este diafragmat de montura oglinzilor etalonului, iar diafragma se înscrie în întregime în imaginea fantei de ieșire a monocromatorului, atunci luminozitatea sistemului este determinată de luminozitatea etalonului, dată de relația (6.67), înmulțită cu coeficientul de transmisie al monocromatorului.

Prezintă interes compararea luminozității sistemului etalon-monocromator, L_{e+m}, cu luminozitatea aceluiași monocromator, L_m, în cazul unor puteri de separare egale. Se presupune că monocromatorul este capabil, pentru o îngustare corespunzătoare a fantei, ca și etalonul, să separe un domeniu $\delta\lambda$ al spectrului. După cum se arată în lucrarea [6.3],

$$\frac{L_{e+m}}{L_m} = \frac{\tau}{\tau'}\,\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}, \tag{6.71}$$

τ/τ' fiind raportul dintre transmisia sistemului etalon-monocromator și transmisia monocromatorului. Dacă transmisia etalonului este aproape unu, atunci acest factor poate fi neglijat. Raportul $\Delta\lambda/\delta\lambda$ poate atinge cîteva zeci. Luminozitatea sistemului etalon-monocromator este de același număr de ori mai mare decît luminozitatea unui monocromator de aceeași putere de separare.

§ 3. TIPURI ȘI VARIANTE CONSTRUCTIVE DE ETALOANE ȘI METODELE DE LUCRU CU ELE

Construcția etalonului. Elementele principale ale etalonului Fabry-Perot sînt lamele din sticlă sau din cuarț și straturile de reflexie depuse pe ele. De perfecțiunea confecționării lamelor și de calitatea peliculelor reflectante depind în întregime cele mai importante caracteristici ale etalonului.

Lamele unui etalon sînt confecționate din sticlă sau din cuarț topit; grosimea lor este, de obicei, de 10 – 15 mm, iar diametrul de 20 – 60 mm. Ele nu trebuie să fie plan-paralele, altfel, peste tabloul de interferență dat de etalon se suprapun inele care se formează datorită reflexiei tabloului de interferență de suprafețele lamelor, precum și datorită interferenței razelor pe lama plan-paralelă. Aceste inele pot produce dificultăți în timpul măsurătorilor.

Din această cauză, suprafețele plăcilor formează un unghi de 1–2'. Precizia de realizare a suprafețelor cu stratul reflectant nu trebuie să fie extrem de înaltă. Este complet suficientă precizia necesară la prelucrarea pieselor optice obișnuit proiectate, adică de aproximativ $\lambda/2$. Precizia însă de prelucrare a suprafețelor reflectante trebuie să fie extrem de mare, deoarece tocmai defectele acestor suprafețe limitează puterea de separare și contrastul etaloanelor din prezent.

Pentru domeniul vizibil al spectrului se folosesc cu precădere oglinzi dielectrice. De obicei, acoperirea cu mai multe straturi dielectrice se realizează din 5–15 straturi de ZnS și criolit. Grosimea optică a fiecărui strat este de $\lambda/4$. O asemenea oglindă prezintă reflexia maximă într-un domeniu relativ îngust al spectrului. De aceea pentru studiul întregului domeniu vizibil al spectrului este necesar un set din 3–5 oglinzi.

În ultimii ani au fost realizate straturi dielectrice cu o selectivitate mult mai redusă, dar și pentru ele coeficientul de reflexie este diferit pentru lungimi de undă diferite. Din această cauză, în laboratoarele în care se lucrează cu etaloane Fabry-Perot este de dorit să existe o instalație specială cu care să se poată depune straturi reflectante care să fie optime pentru rezolvarea unei anumite probleme. Mai remarcăm că coeficientul de reflexie necesar depinde de calitatea oglinzilor. În funcție de problema ce urmează a fi rezolvată, pentru oglinzile date trebuie luat un anumit coeficient de reflexie care să fie optim, ajungîndu-se la un compromis convenabil între puterea de separare și luminozitate. Uneori se utilizează straturi reflectante combinate, de exemplu, un strat subțire de aluminiu, deasupra căruia se depun cîteva straturi dielectrice. Asemenea straturi au un coeficient de reflexie înalt, într-un domeniu suficient de larg al spectrului și o absorbție relativ redusă, în comparație cu un strat metalic pur. Pentru domeniul ultraviolet al spectrului se utilizează practic numai oglinzi reflectante de aluminiu, depuse pe plăci din cuarț.

În prezent, industria indigenă livrează numai două tipuri de etaloane Fabry-Pérot ИТ–51 și ИТ–28. ИТ–51 se fabrică în două variante: ИТ–51–30 și ИТ–51–150. Prima dintre ele este destinată pentru a fi folosită împreună cu aparatul ИСП–51, atît în poziție interioară, cît și în poziție exterioară (v. p. 201). Pentru poziția interioară etalonul este înzestrat cu un călăreț special pentru susținerea colimatorului spectrografului. ИТ–51–150 este destinat

Tabelul 6.2

Principalele date ale interferometrelor ИТ–51 și ИТ–28

Interferometrul	51	28
Domeniul de funcționare, Å	4000–8000, cu lame acoperite cu argint, fluorură de magneziu și sulfură de zinc	2200–3600 cu lame din cuarț cristalin, acoperite cu aluminiu; 3400–6000 cu lame din cuarț topit, acoperite cu bioxid de siliciu și bioxid de titan
Diametrul diafragmei de intrare, mm	50	50
Coeficientul de reflexie al oglinzilor, %	87–92	80–86, în intervalul 2200–3600 Å, 85–90 în intervalul 3400–6000 Å;
Grosimea inelelor de invar, mm	0,3; 0,6; 1; 2; 3; 4; 5	
Grosimea inelelor de cuarț, mm	6; 7; 8; 10; 12; 15; 18; 20; 25; 30; 40; 50; 75; 100; 150	

numai pentru poziţia exterioară. Interferometrul ИТ – 28 este destinat pentru poziţia exterioară faţă de spectrograful ИСП – 28. Se înţelege, ambele tipuri pot fi folosite şi cu alte aparate de monocromatizare prealabilă. Toate etaloanele conţin truse de inele de distanţare din invar şi cuarţ, care permit modificarea constantei etalonului în limite largi. În tabelul 6.2 sînt date principalele caracteristici ale acestor aparate.

Punerea la punct. Pentru obţinerea unui tablou de interferenţă cît mai bun, paralelismul oglinzilor etalonului trebuie să fie realizat cu precizia maximă posibilă. El se reglează cu ajutorul a trei şuruburi de ajustare, care acţionează asupra unor arcuri care presează una dintre oglinzi pe inelul distanţier (fig. 6.11).

Fig. 6.11. Aspectul general al interferometrului Fabry-Pérot ИТ – 28.

Punerea la punct a etalonului cu o distanţă între plăci de la 2 pînă la 20 mm nu prezintă, de obicei, dificultăţi. Ea se poate efectua cu ajutorul oricărei surse de lumină suficient de strălucitoare, care să emită un număr mic de linii spectrale. Este de dorit ca cu ajutorul unui filtru să se separe numai o singură linie. O sursă de lumină potrivită o constituie lampa cu descărcare luminescentă, cu mercur, de joasă presiune, sau cea cu neon.

Odată cu creşterea grosimii etalonului se micşorează constanta lui. Dacă ea ajunge mai mică decît lărgimea liniilor care se studiază, atunci inelele vecine se contopesc şi punerea la punct devine imposibilă. O sursă de lumină ideală pentru punerea la punct a etalonului este laserul cu He – Ne. Linia pe care o emite el este atît de îngustă încît cu ajutorul ei se pot pune la punct etaloane care să poată folosi practic grosimile maxime.

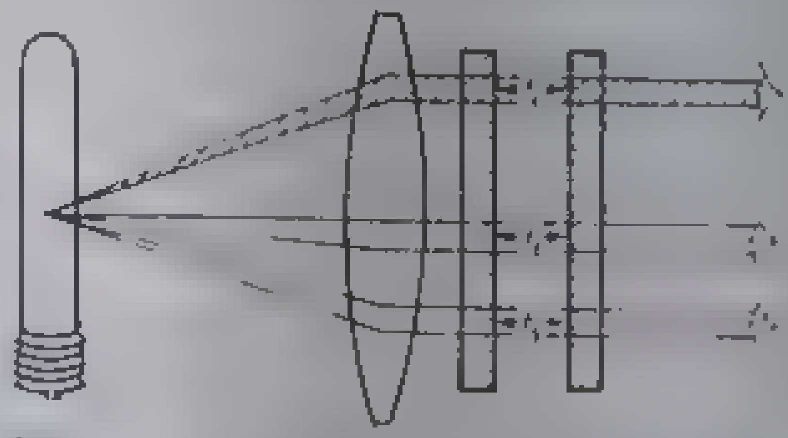


Fig. 6.12. Referitor la explicarea operaţiei de punere la punct a unui etalon.

Cel mai răspîndit procedeu de realizare a paralelismului perfect al plăcilor etalonului îl reprezintă observarea inelelor de egală înclinare. Aceste inele sînt localizate la infinit şi pot fi observate fie cu ochiul liber, fie cu o lunetă. De obicei, la o ajustare minuţioasă a etalonului, inelele apar dintr-odată. Prin deplasarea ochiului observatorului (fig. 6.12) de-a lungul plăcilor paralele

ale etalonului, dimensiunile inelelor trebuie să rămînă constante. Dacă plăcile nu sînt paralele, atunci constanta etalonului, t, variază de-a lungul plăcilor, ceea ce duce la lărgirea sau îngustarea inelelor. La modificarea grosimii este sensibil mai ales centrul tabloului. Cînd plăcile nu sînt perfect paralele, prin deplasarea ochiului inelele apar în centru unul după altul sau invers, se îngustează și dispar.

Cu ajutorul șuruburilor de punere la punct se ajunge la un tablou care nu se mai modifică odată cu deplasarea ochiului de-a lungul întregii suprafețe a plăcilor.

Metoda descrisă este potrivită cînd se lucrează cu etaloane de grosimi medii. Alte metode de punere la punct sînt descrise amănunțit în literatura de specialitate [22].

Influența temperaturii asupra conturului instrumental. Variația temperaturii etalonului precum și a presiunii atmosferice deplasează inelele de interferență. Prin înregistrarea fotografică cu timpi de expunere mari, acest fapt poate duce la lărgirea conturului instrumental. Nu este greu de calculat cît se deplasează imaginea inelelor dacă variază temperatura. Să determinăm mai întîi variația ordinului k, odată cu variația grosimii optice a etalonului

$$\Delta k = \frac{2t}{\lambda}\Delta(nt) = \frac{2t}{\lambda}\frac{dn}{dT}\Delta T + \frac{2n}{\lambda}\frac{dt}{dT}\Delta T.$$

Înlocuind pe dt/dT cu αt (α fiind coeficientul de dilatare liniară) și luînd $n \approx 1$, obținem

$$\Delta k = \frac{2t}{\lambda}(dn/dT + \alpha)\Delta T.$$

Prin urmare, deplasarea inelelor datorită temperaturii este proporțională cu grosimea etalonului.

Pentru aer $dn/dT \approx -10^{-6}$ grad^{-1}, coeficientul de dilatare liniară a invarului este $\alpha \approx 10^{-6}$ grad^{-1}. Așadar, variațiile diferenței de drum determinate de dilatarea inelelor distanțoare și, respectiv, de micșorarea indicelui de refracție al aerului datorită creșterii temperaturii se compensează parțial sau total.

Pentru evaluarea preciziei cu care trebuie menținută constantă temperatura, vom face un calcul pentru un etalon al cărui contur instrumental este determinat de eroarea în prelucrarea oglinzilor. Să presupunem că această eroare este de $\lambda/50$. În acest caz, din (6.55) rezultă că putem considera admisibile variații ale lui K datorită temperaturii, ce nu depășesc 1/25. Atunci, dacă nu se ține cont de variația cu temperatura a densității aerului (etalonul este într-o cameră închisă ermetic), putem scrie

$$\Delta k = \frac{2t}{\lambda}\alpha\Delta T \leq \frac{1}{25},$$

de unde, pentru un inel de invar $\Delta T \le 1/t$ (cm), respectiv, pentru un inel de cuarț $\Delta T \le 2/t$ (cm). Prin urmare, etaloanele cu grosimi de cîțiva milimetri practic nu trebuie termostatate. Totuși etaloanele cu grosimi de cîțiva centimetri vor trebui termostatate cu o precizie de zecimi de grad.

Oscilațiile presiunii atmosferice duc și ele la variația diferenței de drum din etalon. Evaluarea acestei influențe se poate face dacă se consideră că la creșterea presiunii cu 1 mm Hg indicele de refracție ale aerului crește cu $2{,}5 \cdot 10^{-7}$.

Cuplarea etalonului cu un aparat spectral suplimentar. Cînd se lucrează cu etalonul Fabry-Perot, numai cu foarte rare excepții nu este necesară și o descompunere spectrală suplimentară a luminii sursei. Ea va fi necesară numai pentru a separa un anumit domeniu al spectrului care conține o linie sau intervalul ce trebuie studiate și care, ca lărgime spectrală, trebuie să fie comparabil cu constanta etalonului. În cazurile simple, în acest scop pot fi utilizate filtrele, însă adesea etalonul este „încrucișat” cu aparate spectrale cu prismă sau cu rețea. Există două tipuri de poziții în combinarea etalonului cu un spectrograf: poziția interioară și poziția exterioară.

În poziția interioară (fig. 6.13a) etalonul se așază în fasciculul paralel de lumină, între obiectivul colimatorului și elementul dispersiv al spectrografului. Peste imaginea fantei din suprafața focală a spectrografului se suprapun, în acest caz, benzi transversale, care nu sînt altceva decît fragmente de inele.

Avantajul montării în interior a etalonului îl constituie compactitatea și evitarea introducerii unor piese optice suplimentare, care măresc pierderile de lumină din sistem. Neajunsul însă al acestei scheme constă în cantitatea mare de lumină difuzată. O mare parte din lumina incidentă pe etalon se reflectă pe prima oglindă, după care este difuzată în interiorul spectrografului.

În cazul poziției exterioare (fig. 6.13b), etalonul este plasat în fasciculul de lumină paralel dat de condensorul 1. Inelele sînt localizate în planul focal al obiectivului 2 care coincide cu fanta spectrografului. Obiectivul trebuie să fie bine acromatizat, altfel în planul fantei și deci și pe placa fotografică nu vor fi focalizate simultan inelele de interferență pentru diferitele porțiuni ale spectrului.

Poziția exterioară dă puțină lumină difuzată. În afară de aceasta, dacă dimensiunile etalonului și ale elementului dispersiv sînt diferite, o astfel de schemă poate fi făcută mai luminoasă. Ea permite proiectarea inelelor la diferite scări, după dorință. Însă poziția exterioară este mai voluminoasă, punerea ei la punct fiind mai complicată.

În cazul înregistrării fotoelectrice, în afară de poziția din fața fantei de intrare a monocromatorului poate fi utilizată și poziția exterioară a etalonului, în spatele fantei de ieșire a acestuia.

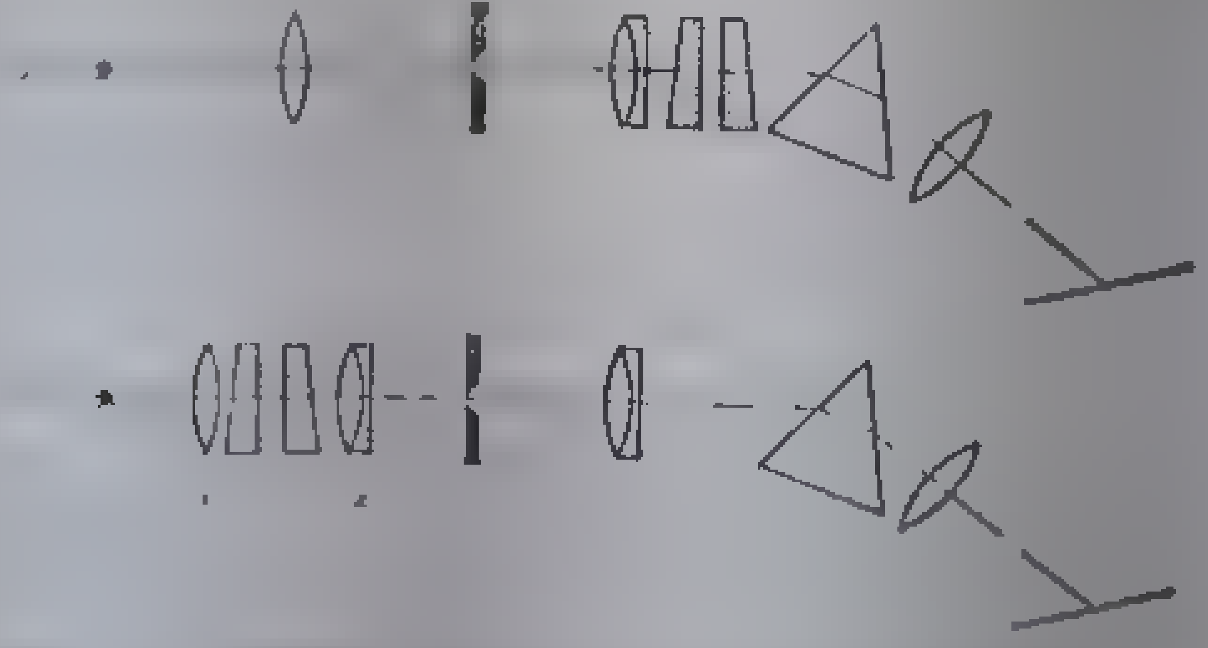


Fig. 6.13. Scheme de cuplare a unui etalon Fabry-Pérot cu un spectrograf: a — poziția interioară; b — poziția exterioară

Înregistrarea fotoelectrică a radiației transmise de etalon. Pentru izolarea unui anumit interval spectral, atunci cînd se folosește înregistrarea fotoelectrică a radiației transmise de etalon, se întrebuințează diafragme. Folosirea maximă a luminozității etalonului se poate atinge numai prin utilizarea unor diafragme inelare. Pentru separarea maximului de interferență central se folosește o diagramă circulară.

În cazul înregistrării fotoelectrice explorarea prin baleiaj a spectrului se realizează prin variația constantei etalonului. În acest fel prin diafragmă trec succesiv inele de diferite ordine pentru toate componentele liniei studiate. Lărgimea spectrală a intervalului delimitat de diafragmă (v. p. 195) rămîne în acest caz constantă, deoarece unghiul sub care se observă maximul nu se modifică, iar variațiile relative a lungimii de undă și a constantei etalonului sînt neglijabil de mici. Un exemplu de înregistrare fotoelectrică a structurii liniei PbI 5201 Å este dat în figura 6.14.

După cum s-a arătat (v. (6.62)), atît aria diafragmei inelare de lărgime spectrală dată, cît și fluxul luminos delimitat de ea (v. (6.66)) nu depinde de numărul inelului izolat de această diafragmă. Cea mai convenabilă este diafragma sub forma unui orificiu circular în centrul inelelor de interferență. Realizarea ei este mult mai simplă decît a diafragmelor inelare. Precizia care se cere în realizarea și poziționarea acestui orificiu circular sînt minime, deoarece dispersia în centrul inelelor de interferență este maximă. În afară de aceasta, diafragma circulară permite folosirea unor surse de dimensiuni foarte mici.

Pentru calcularea razei diafragmei circulare, care să delimiteze intervalul spectral $\delta\nu$, egalăm aria ei, $\pi\rho_1^2$, cu mărimea ΔS din (6.62). Obținem atunci

$$\rho_1 = F\sqrt{\frac{2}{R}}. \tag{6.72}$$

Cel mai răspîndit procedeu folosit pentru a varia constanta etalonului constă în modificarea presiunii gazului dintre suprafețele reflectante.

Mai sus, cînd am făcut teoria etalonului cu spațiul dintre oglinzi de aer, am presupus că indicele de refracție al aerului este egal cu unu. Pentru a ține seama de faptul că indicele de refracție din spațiul dintre oglinzi diferă de unitate,

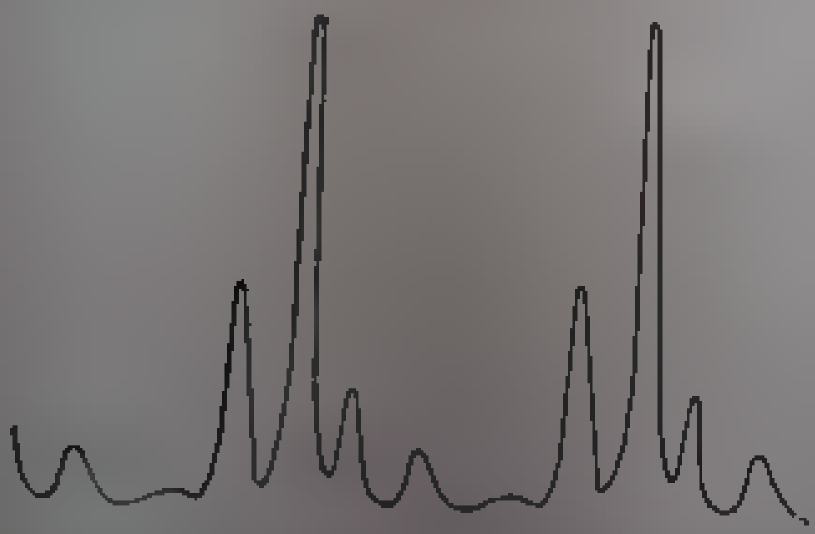


Fig. 6.14. Un exemplu de înregistrare fotoelectrică a structurii izotopice a liniei PbI 5201 Å (lărgimea spectrală a intervalului este în jur de 1 cm⁻¹).

trebuie înlocuit t din relațiile deduse mai înainte cu $t' = tn$, n fiind indicele de refracție al gazului cu care este umplut spațiul. Legătura dintre indicele de refracție și presiunea gazului este dată de relația

$$n - 1 = (n_0 - 1)\frac{p}{760}, \tag{6.73}$$

unde n_0 este indicele de refracție al gazului în condiții normale, iar p — presiunea (mm col. Hg).

Să evaluăm cu cîte ordine poate fi modificat ordinul maximelor de interferență izolate de o diafragmă, variind presiunea aerului care se află în spațiul dintre oglinzi. Ordinul de interferență, care corespunde maximului central ($\varphi = 0$), conform relației (6.31), este egal cu

$$k = \frac{2\,tn}{\lambda}. \tag{6.74}$$

Substituindu-l pe n din (6.73) și derivînd în raport cu p, obținem

$$\Delta k = \frac{2t\,(n_0 - 1)}{\lambda}\,\frac{\Delta p}{760}. \tag{6.75}$$

Dacă presiunea se modifică cu 1 at, atunci, pentru $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ cm și $n_0 - 1 = 3 \cdot 10^{-4}$, obținem $\Delta k = 12\,t$. Prin urmare, dacă $t = 1$ cm, atunci la o variație a presiunii aerului cu o atmosferă, prin diafragmă vor trece succesiv 12 ordine de interferență.

În cazul unor etaloane subțiri, pentru variația ordinului de interferență cu o unitate este necesară o variație mare a indicelui de refracție. În aceste condiții se pot folosi gaze mai grele, de pildă, CO_2 sau freon.

Pentru a modifica presiunea gazului dintre suprafețele reflectante ale etalonului, interferometrul se introduce într-o incintă închisă ermetic, prevăzută cu ferestre prin care să treacă fasciculul de lumină. De obicei, incinta este mai întîi vidată, introducînd apoi treptat aer pînă la presiunea atmosferică. Pentru ca înregistrarea obținută a spectrului să fie liniară în funcție de frecvența radiației înregistrate, viteza de variație a presiunii trebuie să fie constantă. În lucrările [6.4, 6.5] sînt descrise instalațiile care realizează o viteză constantă de pătrundere a gazului.

Grosimea optică a etalonului poate fi modificată și prin deplasarea oglinzilor. Aceasta se realizează variind tensiunea electrică la capetele unor plăcuțe dintr-un cristal piezoelectric, care reglează distanța dintre oglinzile etalonului. Etaloane Fabry — Pérot de explorare prin baleiaj de acest tip sînt folosite foarte frecvent în prezent.

Înregistrarea proceselor foarte rapide. Cu ajutorul unui etalon care are o placă fixată pe un cristal piezoelectric, se pot înregistra structuri de linii spectrale cu modificare foarte rapidă. Pentru aceasta trebuie ca impulsul de tensiune aplicat cristalului piezoelectric, care determină deplasarea oglinzii, să fie sincronizat cu procesul studiat. Timpul de înregistrare a unui singur ordin de interferență trebuie să fie mai mic decît durata caracteristică procesului respectiv, astfel încît structura liniei studiate să poată fi considerată nemodificată în timpul cît are loc înregistrarea.

Problema înregistrării rapide a unor procese întîmpină dificultăți caracteristice folosirii unei astfel de scheme de explorare prin baleiaj. Cea mai importantă dintre ele este determinată de deficiența proprie acestei metode de explorare prin însăși natura sa — înregistrarea succesivă a unor detalii spectrale individuale. Datorită acestui fapt, energia luminoasă, care, de regulă în astfel de studii, este insuficientă, va fi folosită ineficient.

O altă dificultate este determinată de faptul că datorită vitezelor mari ale plăcii, inevitabile pentru înscrierea proceselor care se produc cu viteză mare, apar forțe care deformează oglinzile, distorsionînd conturul instrumental. Din această cauză, sînt de preferat metode care permit înregistrarea simultană a

tuturor elementelor spectrale. În una dintre aceste metode este folosit un sistem din fibre optice, care permite transformarea sistemului de inele dat de etalon într-un ansamblu de spoturi dreptunghiulare [6.6].

Principiul metodei constă în următoarele. La un capăt al unui mănunchi din fibre de sticlă cu diametrul de 0,1 mm se proiectează un inel dat de interferometrul Fabry-Pérot; la celălalt capăt, tot mănunchiul care corespunde inelului respectiv se dispune într-o anumită ordine. Secțiunea capătului de ieșire a unui astfel de traductor din fibre optice se proiectează pe catodul unui fotomultiplicator care înregistrează desfășurarea în timp a tabloului (v. cap. 7). Desfășurarea în timp se obține cu ajutorul unor dinode de fotomultiplicatorului de deviație într-o direcție perpendiculară pe dispersie. Dispersia liniară a unui asemenea traductor este constantă. Realizarea traductorului cu fibre optice reprezintă o adevărată operă de artizanat, foarte dificilă. Din această cauză, probabil se preferă o altă schemă de cuplare a etalonului Fabry-Perot cu fotomultiplicatorul, folosind o metodă de înregistrare, care, chiar dacă dă o luminozitate mai modestă, este însă mai simplă ca tehnică; în această metodă fanta de ieșire a aparatului spectral, format dintr-un monocromator și etalonul Fabry-Perot, este proiectată pe catodul amplificatorului electrono-optic. Desfășurarea în timp se realizează cu ajutorul dinodelor fotomultiplicatorului de deviere în direcție perpendiculară pe fantă. Evident că în acest caz este folosită numai lumina de la o mică parte dintr-un inel, nu de la întregul inel, ca în metoda precedentă.

Avantajele metodei cumulării, cînd este folosit întregul flux dat de etalon, au fost realizate practic în lucrarea [6.7]. A fost utilizată o lentilă conică (numită axicon) pentru despărțirea spațială a elementelor spectrale vecine. Schema dispozitivului este dată în figura 6.15. Razele de lumină cu lungimea de undă λ, care ies din etalonul 1, sînt focalizate de lentila cu distanță focală mare, 2; lentila dă în planul ei focal, 3, un inel de rază unghiulară φ. În apropierea acestui plan este fixat axiconul 4, avînd unghiul de refracție β și indicele de refracție n.

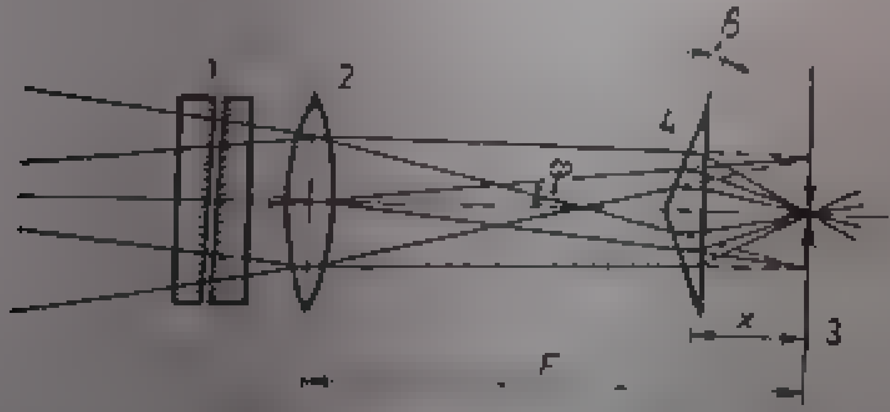


Fig. 6.15. Schema de înregistrare a inelelor cu ajutorul unei lentile conice.

Dacă β este mic, atunci unghiul de deviație, dat de axicon, poate fi luat egal cu $\delta = (n-1)\beta$. Se poate arăta destul de simplu că toate razele care formează inelele se vor concentra în acest caz într-o regiune de pe axă, aflată la o distanță x de axicon, dacă este satisfăcută condiția

$$F\varphi = x\delta.$$

De aici rezultă

$$x = F\varphi/\delta.$$

Așadar, razele cu lungimi de undă diferite converg pe axă la distanțe diferite de lentila focalizatoare. În punctele corespunzătoare sînt dispuși mici detectori (în lucrarea citată, [6. 7], aceștia au fost în număr de 10, corespunzător numărului de fascicule efective ale etalonului folosit). Fiecare receptor (foto-

multiplicator) era conectat la oscilograful său. Prin urmare, era înregistrată configurația variației conturului liniei cercetate, divizată în 10 intervale spectrale. Metoda a fost utilizată pentru studiul structurii unei linii a emisiei laser difuzate de plasmă. Într-o lucrare mai recentă s-a lucrat cu un singur oscilograf la care erau aplicate semnalele de la toți fotomultiplicatorii, retardate pe liniile artificiale avînd diferite lungimi.

Analiza spectrelor de absorbție. Evident, aparatele spectrale cu constantă mică nu pot fi folosite din cauza suprapunerii ordinelor în schemele obișnuite de analiză a spectrelor de absorbție, în care se lucrează cu o sursă de spectru continuu. Această dificultate poate fi evitată prin cuplarea unui etalon cu un spectrograf, aranjînd astfel cele două aparate, încît centrul sistemului de inele să coincidă cu mijlocul fantei. În acest caz spectrul va fi brăzdat de un sistem de curbe (parabole, după cum se arată în [22]) reprezentînd fiecare locul geometric al maximelor corespunzătoare diferitelor lungimi de undă. Într-un astfel de spectru, liniile de absorbție au aspectul unor pete individuale pe parabole de diferite ordine. Acest tablou, denumit spectru canelat, se observă atunci cînd valorile puterilor de separare ale celor două aparate ce se cuplează sînt apropiate. Dacă însă puterea de separare a spectrografului este mai mică, atunci parabolele vecine se contopesc — spectrul va apărea continuu, însă linia de absorbție rămîne vizibilă pe fondul său.

Etalonul multiplu (multiplexul). Dacă se trimite un fascicul luminos prin două etaloane așezate unul după altul, grosimile lor fiind într-un raport de numere întregi, atunci se poate obține un cîștig substanțial în puterea de separare și în contrast. Constanta unui asemenea sistem va fi determinată de etalonul mai subțire, iar puterea de separare, de etalonul mai gros. Un asemenea sistem se numește multiplex (fig. 6.16). În cazul în care ambele etaloane sînt așezate suficient de departe unul de altul, se poate neglija interferența razelor care se propagă între etaloane (razele punctate din figura 6.16). Conturul instrumental

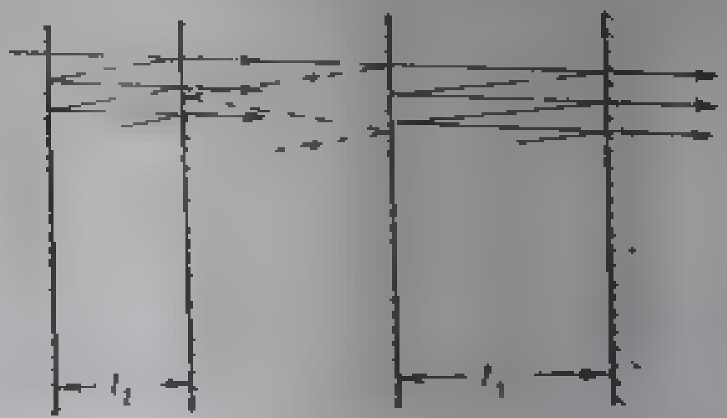


Fig. 6.16. Etalonul multiplu (multiplexul).

al unui sistem format din două etaloane va fi egal cu produsul contururilor lor instrumentale. În figura 6.17 sînt date contururile instrumentale ale celor două etaloane, ale căror grosimi, t_1 și t_2, se află în raportul 2 :1 (a și b) și conturul multiplexului format din ele (c). Distanța dintre maximele de interferență, sau constanta multiplexului, este aceeași ca și a etalonului de grosime mai mică, t_2. Fără discuție, lărgimea conturului instrumental a multiplexului este mai mică decît a fiecăruia dintre etaloanele care-l compun. Prin urmare, puterea de separare a multiplexului este mai mare decît puterea de separare a etalonului care are grosimea mai mare, t_1.

Întrucît intensitatea fondului dintre maximele etalonului nu este egală cu zero, în funcția de aparat a multiplexului, pe lîngă maximele principale, apar maxime secundare. Numărul și intensitatea lor depind de raportul dintre grosimile etaloanelor și de forma conturului instrumental al etalonului de grosime

mai mică. Pentru cazul reprezentat în figura 6.17 maximele secundare sînt de γ_2 ori mai mici decît maximele principale (γ_2 fiind contrastul etalonului mai îngust).

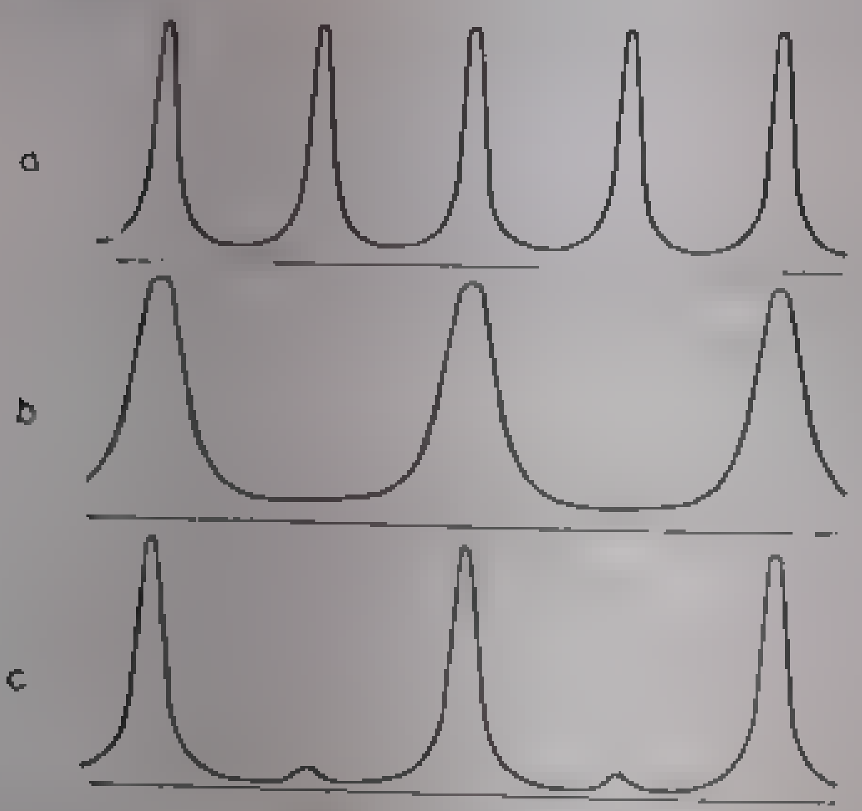


Fig. 6.17. Funcțiile instrumentale ale celor două etaloane (a, b) și al etalonului multiplex format din aceste două etaloane (c).

Contrastul etalonului multiplu este egal cu produsul dintre contrastele etaloanelor care-l compun

$$\gamma = \gamma_1\gamma_2 = \left(\frac{1 + r_1}{1 - r_1}\right)^2 \left(\frac{1 + r_2}{1 - r_2}\right)^2 \qquad (6.76)$$

și este cu atît mai mare cu cît este mai mare contrastul etaloanelor simple.

Transmisia multiplexului în maxim este, de asemenea, egală cu produsul transmisiilor etaloanelor care-l compun

$$T = T_1 T_2 = \frac{\tau_1^2}{(1 - r_1)^2} \cdot \frac{\tau_2^2}{(1 - r_2)^2}. \qquad (6.77)$$

Ea scade repede odată cu mărirea pierderilor prin absorbția în oglinzi. Astfel, pentru oglinzi cu $r = 90\%$ și $\varepsilon = 5\%$ ($\tau = 5\%$), transmisia multiplexului va fi doar de 6%. Din această cauză, pentru lucrul cu etaloane multiple este preferabil să se folosească straturi dielectrice. Pierderile prin absorbție pentru ele sînt substanțial mai mici decît pentru peliculele metalice.

Pe lîngă punerea la punct obișnuită a fiecăruia dintre etaloane, pentru lucrul cu un multiplex este necesar să se aducă valoarea raportului dintre grosimile lor optice la cea de număr întreg. În acest caz, precizia de confecționare a inelelor distanțiere nu mai este suficientă, încît pentru ajustarea grosimilor este necesar să se modifice presiunea gazului din spațiul dintre oglinzile unuia dintre cele două etaloane.

Schema cu autocolimație. Pentru a evita dificultățile de punere la punct și pentru a obține un etalon cu contrast foarte bun, uneori se apelează la scheme cu autocolimație, în care lumina trece prin unul și același etalon de două ori.

O asemenea schemă este echivalentă cu un multiplex cu raportul dintre grosimi egal cu 1 : 1. În acest caz constanta etalonului nu se modifică, puterea de separare se mărește întrucîtva, iar contrastul crește substanțial, chiar dacă realizarea integrală a valorii sale teoretice, egală cu pătratul contrastului etalonului, este greu de atins.

Utilizarea practică a acestei scheme nu se poate face prin simpla așezare a unei oglinzi în planul focal al lentilei care focalizează sistemul de inele, deoarece figura de interferență dată de lumina care trece de două ori prin etalon se suprapune peste tabloul obținut în lumina reflectată în etalon. Este deci necesar să se separe aceste imagini în spațiu, într-un fel sau altul.

Prima dată un asemenea sistem a fost realizat în 1951 [6.8]. În schema descrisă (fig. 6.18 a) imaginea fantei, 1, împreună cu tabloul de interferență format de etalonul 2, a fost rotită la 90° cu ajutorul prismei isoscele 3 cu muchia xy făcînd un unghi de 45° cu fanta. Pata centrală a imaginilor directe, i_1, se suprapune peste cea a imaginii reflectate, i_2, iar celelalte ordine de interferență se obțineau sub formă de segmente de inele separate (fig. 6.18 c). În fața prismei era plasat ecranul 4 care înlătura imaginile parazite. Lumina reflectată de prismă, trecînd din nou prin etalon, dădea în planul fantei o imagine a benzilor de interferență, i_2, cu un contrast mai bun, iar imaginea era rotită cu 90° față de tabloul care apare în lumina reflectată de etalon, i_1 (fig. 6.18 b). Con-

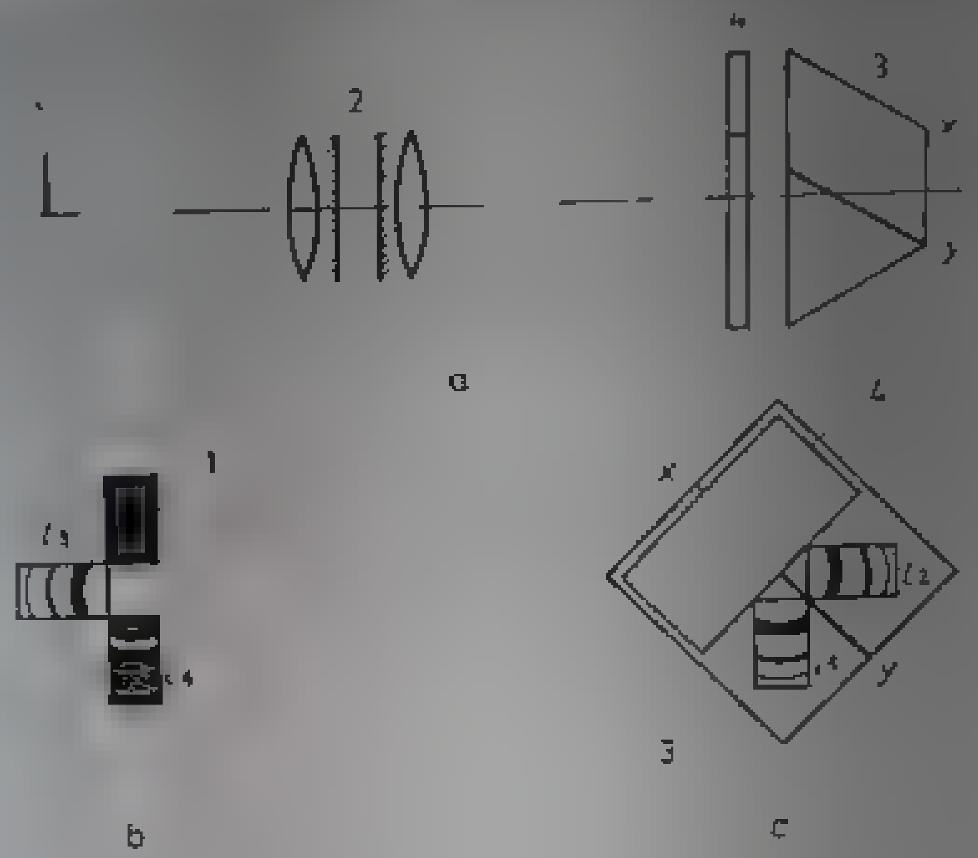


Fig. 6.18. Etalonul Fabry-Pérot cu autocolimație.

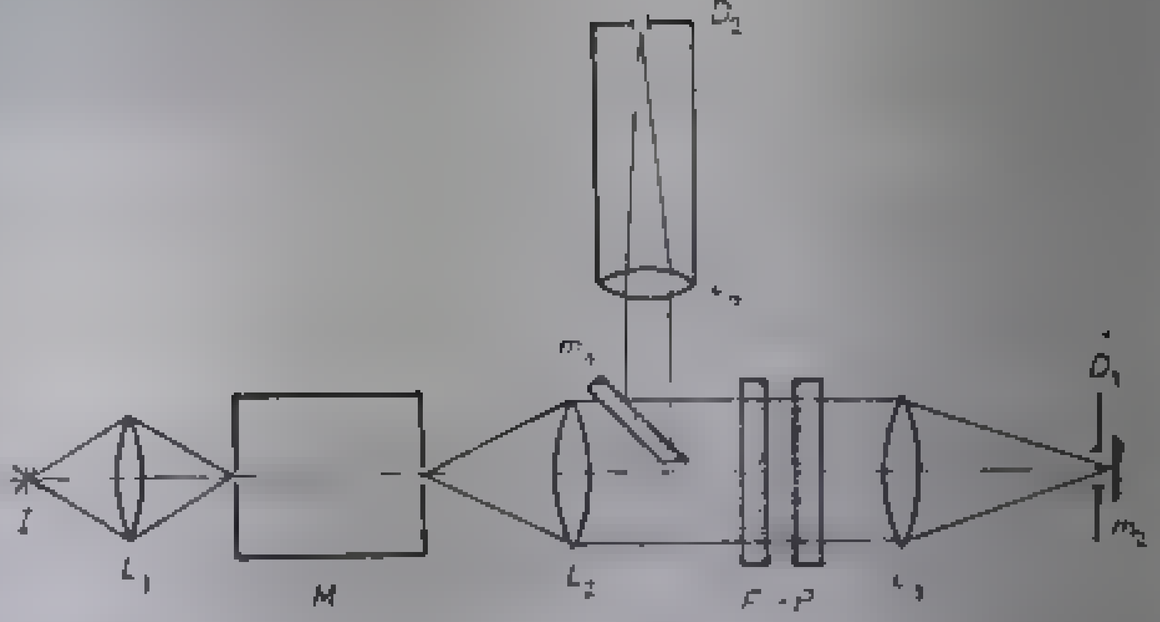


Fig. 6.19. Schema optică a unei instalații cu autocolimație, a etalonului Fabry-Pérot pentru înregistrarea fotografică:

I – sursa de lumină; L_1 – L_4 — lentile; M – monocromator prealabil; F, P – etalonul Fabry-Pérot; m_1, m_2 — oglinzi; D_1, D_2 — diafragme.

trastul atins în această schemă a fost de 10^3, adică considerabil mai mic decît valoarea calculată, $\gamma \sim 10^4$. Această schemă este inutilizabilă în determinări fotoelectrice, atunci cînd se folosește fluxul luminos din cadrul petei centrale.

O altă schemă posibilă de separare a primei imagini de cea de a doua este dată în figura 6.19. În această schemă [6.9] lumina directă trece printr-o

jumătate de etalon, iar cea în sens invers, după ce se reflectă de oglinda m_2, prin cealaltă jumătate. În acest caz, din cauza ecranării unei jumătăți a oglinzii se pierde jumătate din energia luminoasă (alte procedee de separare a imaginilor dau pierderi energetice și mai mari).

Etalonul sferic. După cum s-a arătat mai înainte, fluxul luminos transmis printr-un etalon Fabry—Perot obișnuit se micșorează pe măsura creșterii grosimii lui (adică a măririi puterii de separare). Într-adevăr, luminozitatea datorată fluxului este proporțională cu factorul geometric al etalonului, care, la rîndul lui, este egală, conform cu (6.69), cu $u_g = 2\pi S/R$. Prin urmare, produsul $u_g R$ este constant pentru o lamă de arie dată. Acest lucru face dificilă utilizarea unui etalon plan cu $R > 5 \cdot 10^5$, deoarece mărimea fluxului luminos transmis, la o asemenea putere de separare, este mică.

Un anumit progres în acest sens s-a obținut prin realizarea etalonului cu oglinzi sferice [6.10]. Acest etalon constă din două oglinzi, C_1 și C_2, avînd razele de curbură ρ, fixate la aceeași distanță, ρ, una de alta (fig. 6.20 a).

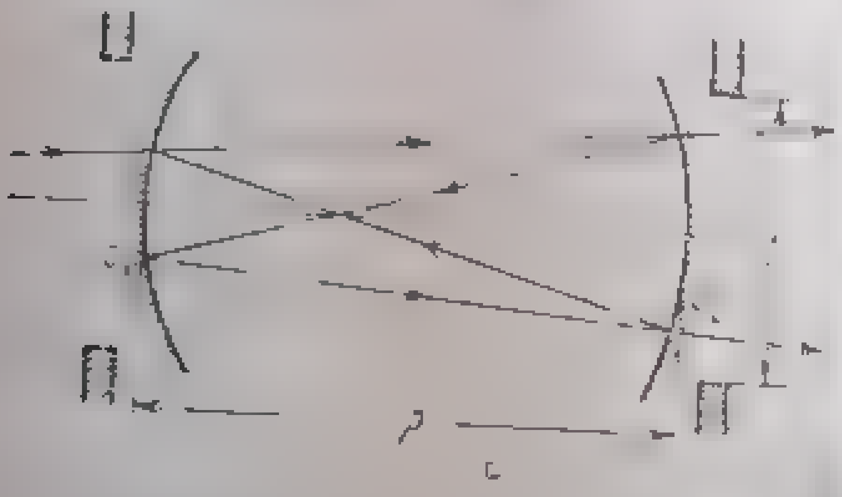


Fig. 6.20. Etalonul sferic (a) și forma inelelor de interferență ale acestui etalon (b).

Fiecare rază care intră în sistem dă la ieșire cîte două ansambluri infinite de raze care se suprapun. De asemenea, fiecare rază din ansamblul respectiv suferă cu patru reflexii mai mult decît raza precedentă. Reamintim că într-un etalon plan, fiecare rază care intră în etalon dă un sistem de raze paralele deplasate una față de alta.

Dacă nu ar exista aberațiile oglinzilor, atunci diferența de drum dintre fasciculele succesive ar fi constantă și egală cu 4ρ. În acest caz, condiția de maxim, $4\rho = k\lambda$, ar fi îndeplinită pentru razele care trec prin sistem sub orice unghi. Un asemenea etalon sferic „complet lipsit de aberații" nu ar forma absolut deloc inele de interferență, iar luminozitatea lui ar fi limitată numai de dimensiunile oglinzilor. Însă datorită aberațiilor, pentru fasciculele incidente în sistem sub unghiuri suficient de mari, diferența de drum începe să depindă substanțial de unghiul de incidență; în consecință, apare un sistem de inele de interferență. În figura 6.20 b [6.11] este dat tabloul de inele obținute cu ajutorul unui etalon sferic cu raza de curbură a oglinzilor de 15 mm, pentru linia de la 5461 Å a

mercurului. Acest tablou se deosebește de sistemul de inele al unui etalon plan prin dimensiunile relativ mari ale inelului central și prin foarte rapida micșorare a distanțelor dintre inelele de interferență.

Puterea de separare teoretică a unui etalon sferic este dată de relația

$$R_{sf} = \frac{4\rho}{\lambda} N_{ef}. \tag{6.78}$$

Comparînd relațiile (6.78) și (6.53), vedem că în cazul unor numere efective ale fasciculelor egale, puterea de separare a etalonului sferic este egală cu puterea de separare a etalonului plan, dacă distanța dintre oglinzile etalonului plan este $t = 2\rho$.

Cînd înregistrarea spectrului se face cu ajutorul unui spectrometru, folosind un etalon sferic, din tabloul de inele se separă pata centrală, vinietînd fasciculele înclinate, a căror diferență de drum este diferită de 4ρ, cu ajutorul unor diafragme circulare. Diametrul optim al acestor diafragme este [6.2]

$$d = 2\left(\frac{\rho^3 \lambda}{N_{ef}}\right)^{1/4}. \tag{6.79}$$

În acest caz puterea de separare a spectrometrului este în jur de 70% din cea teoretică, iar produsul dintre luminozitate și puterea de separare este apropiat de valoarea maximă.

Factorul geometric al unui etalon sferic este egal cu

$$u_{sf} = S\Omega, \tag{6.80}$$

$S = \pi d^2/4$ fiind aria diafragmei circulare, iar $\Omega = \pi d^2/4\rho^2$ — unghiul solid. Înlocuind mărimile S și Ω în (6.80), obținem

$$u_{sf} = \frac{\pi^2 d^4}{16\rho^2} = \frac{\pi^2 \rho \lambda}{N_{ef}}. \tag{6.81}$$

După cum se vede din relațiile (6.78) și (6.81), prin mărirea distanței dintre oglinzile etalonului sferic cresc concomitent atît puterea lui de separare, cît și luminozitatea, iar raportul acestor mărimi rămîne constant. Amintim că pentru un etalon plan este constant produsul acestor mărimi.

Din expresiile (6.78) și (6.81) găsim produsul dintre factorul geometric al unui etalon sferic și puterea lui de separare

$$u_{sf} R_{sf} = 4\pi^2 \rho^2, \tag{6.82}$$

de unde

$$u_{sf} = \frac{4\pi^2\rho^2}{R_{sf}}. \tag{6.83}$$

Prezintă interes compararea luminozităților a două spectrometre, unul cu etalon plan, iar celălalt cu etalon sferic. Raportul luminozităților (sau al factorilor geometrici), etalonului sferic și etalonului plan este egal cu

$$G = \frac{u_{sf}}{u_p} = \frac{4\pi^2\rho^2}{R_{sf}} \frac{R}{2\pi S}. \tag{6.84}$$

Aici $S = \pi D^2/4$ este aria oglinzilor etalonului plan. Punînd $t = 2\rho$ și avînd în vedere că puterea de separare a ambelor spectrometre este aceeași, obținem

$$G = 2(t/D)^2. \tag{6.85}$$

Din (6.85) se vede că luminozitatea unui etalon sferic depășește cu mult luminozitatea unui etalon plan, dacă grosimea etalonului plan este cu mult mai mică decît diametrul plăcilor etalonului sferic. Așadar, etalonul sferic dă un cîștig în luminozitate numai pentru distanțe mari între oglinzi, adică în cazul unor puteri de separare mari. Etalonul sferic descris de noi dă la ieșire două sisteme de fascicule. Dacă o jumătate a oglinzilor este acoperită cu un strat reflectant compact, iar cealaltă jumătate cu un strat semitransparent, atunci la ieșirea etalonului se formează numai un singur sistem de fascicule cu direcție coincidentă cu direcția fasciculului incident pe etalon. Teoria unui asemenea etalon este dată în lucrarea [6.11]. Formulele principale se deosebesc de cele date mai sus numai prin niște factori numerici, apropiați de unitate.

Etalonul sferic, folosit ca monocromator de înaltă rezoluție, a permis în 1958 (înainte de inventarea laserului!) să se obțină un flux luminos măsurabil, cu o lungime a coerenței de sute de metri [6.11], ceea ce corespunde unei puteri de separare mai mari ca 10^8.

Etalonul sferic nu și-a găsit încă o largă aplicare în spectroscopie, însă interferometrele Fabry-Perot sferice și sfero-plane reprezintă astăzi elementele principale pentru construirea rezonatorilor laser.

Capitolul 7

APARATE SPECTRALE CU REZOLUȚIE TEMPORALĂ

§ 1. METODELE ȘI LIMITELE SPECTROSCOPIEI ULTRARAPIDE

Spectrele proceselor variabile în timp trebuie înregistrate într-un interval de timp cît mai scurt posibil, pentru ca fenomenul analizat să poată fi considerat staționar în acest interval de timp.

Cu cît procesul se produce mai repede și cu cît vrem să-l studiem mai detaliat, cu atît este mai redusă cantitatea de energie înregistrată de dispozitivul receptor. Într-adevăr, dacă distribuția de strălucire într-o sursă este b_λ, lărgimea spectrală a fantei aparatului este $\Delta\lambda$, înălțimea unghiulară a fantei este β, transmisia aparatului fiind τ, iar aria efectivă a elementului dispersiv fiind S, atunci, conform relației (3.51), fluxul luminos care trece prin aparat în intervalul spectral $\Delta\lambda$ va fi

$$\Phi_\lambda = \tau b_\lambda(\Delta\lambda)^2\beta S\frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{7.1}$$

Numărul de fotoelectroni (în cazul înregistrării fotoelectrice) sau numărul de microcristale de argint reduse (în cazul înregistrării fotografice) înregistrate în timpul Δt, în intervalul spectral $\Delta\lambda$, va fi

$$N_\lambda = Kb_\lambda(\Delta\lambda)^2\Delta t, \tag{7.2}$$

K fiind un coeficient proporțional cu sensibilitatea receptorului și cu luminozitatea aparatului pentru o anumită valoare a rezoluției spectrale a acestuia. Căutînd cu tot dinadinsul să mărim atît rezoluția spectrală cît și rezoluția în timp (adică să micșorăm cît mai tare pe $\Delta\lambda$ și pe Δt), ajungem în final la situația în care N_λ este într atît de mic, încît precizia măsurătorii este determinată de fluctuațiile δN_λ ale acestei mărimi. În fizica statistică se demonstrează că

$$\delta N_\lambda = \sqrt{N_\lambda},$$

de unde

$$\frac{\delta N_\lambda}{N_\lambda} = \frac{1}{\sqrt{Kb_\lambda(\Delta\lambda)^2\Delta t}}. \tag{7.3}$$

Mărirea preciziei rezultatelor determinărilor poate fi obținută fie prin creșterea luminozității aparatului, fie prin mărirea intervalului spectral separat sau prin mărirea timpului de înregistrare a lui. Putem deci ca menținînd neschimbată precizia de măsurare, să mărim de cîteva ori rezoluția temporală micșorînd, adică înrăutățind, în aceeași măsură rezoluția spectrală, și invers. Coeficientul K din relația (7.3) depinde și de înălțimea fantei. Acest fapt este valabil și pentru

măsurătorile fotografice, deoarece calculul a fost făcut în presupunerea că eroarea de măsură este determinată de o eroare statistică, care, în cazul înregistrării fotografice, este determinată de numărul de granule ale emulsiei revelate, adică de aria imaginii fantei. Întrucît luminozitatea aparatului depinde de înălțimea fantei, se constată că aparatele cu peliculă în mișcare (de filmat) (fig. 7.25 – 7.27) sînt mai eficace decît spectrocronografele cu diafragmă mobilă, care mătură fanta în timp (v., mai departe, fig. 7.6).

Din relația (7.3) rezultă, de asemenea, că pentru mărirea rezoluțiilor spectrală și temporală este necesar să se lucreze cu aparate de mare luminozitate și cu receptori foarte sensibili.

Am considerat cazul înregistrării unui singur interval elementar al spectrului $\Delta\lambda$, în timpul Δt. Cînd trebuie înregistrat un domeniu spectral larg, se poate proceda prin înregistrarea succesivă a intervalelor elementare vecine din domeniul care ne interesează, $\lambda_1 - \lambda_2$. Numărul acestor intervale va fi evident egal cu

$$n = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\Delta\lambda}$$

În acest caz, timpul total de înregistrare va fi $t = n\Delta t$. Acest procedeu de înregistrare se numește explorare (prin baleiaj) uniformă. De regulă, pentru rezolvarea unei probleme concrete, nu întregul spectru prezintă același interes. Cea mai mare precizie de măsură trebuie asigurată în porțiuni mici (ca, de exemplu, în cazul unor linii spectrale izolate). Din această cauză, spectrul în întregime poate fi explorat cu viteză mare, micșorînd viteza în anumite porțiuni importante.

Un asemenea procedeu se numește explorare prin baleiaj neuniformă. Există aparate, destinate în special domeniului infraroșu, în care se poate realiza o explorare neuniformă, după un program dat.

Pe lîngă metoda explorării, există metoda cumulării, în care înregistrarea tuturor elementelor spectrului să se facă simultan. Această metodă se aplică mai ales în cazul înregistrării fotografice, iar uneori și în cazul unora dintre detectoarele fotoelectrice, de pildă, în tuburile cinescop și în amplificatorii electrono-optici.

Se înțelege de la sine că metoda cumulării este energetic considerabil mai avantajoasă decît metoda explorării prin baleiaj, deoarece în fiecare moment se folosește lumina de la sursă în întregul interval spectral care ne interesează. Pentru explorare însă se folosește numai lumina emisă de un singur element spectral $\Delta\lambda$. Din această cauză, metoda cumulării permite de regulă să se atingă o rezoluție atît spectrală cît și una temporală mai mari.

§ 2. CLASIFICAREA APARATELOR SPECTRALE CU REZOLUȚIE TEMPORALĂ

Majoritatea fenomenelor studiate cu ajutorul metodelor spectrale se desfășoară în timp. Este deci naturală tendința de a trage concluzii asupra proceselor care se produc în sursa de radiație, pe baza dependențelor temporale ale mărimilor determinate spectroscopic.

Uneori, pentru obținerea caracteristicilor spectralo-temporale sînt utile aparate spectrale obișnuite. Ca exemplu poate fi dată analiza spectroscopică a variațiilor diurne a strălucirii obiectelor cerești, studiul proceselor de ardere a probei din electrozi, analiza spectrală a aliajelor după evoluția șarjei etc. În

toate aceste cazuri viteza de desfășurare a proceselor studiate este atît de mică, încît modificările care se produc în timpul cît durează înregistrarea unui spectru cu ajutorul aparatelor obișnuite pot fi neglijate. Pentru a putea construi caracteristicile spectrale temporale, se obțin o serie de spectre separate printr-un interval de timp mai mare sau mai mic.

În alte cazuri însă, procesele se produc atît de repede încît obținerea unor spectre separate în timp necesită utilizarea unor metode și aparate speciale. Astfel se procedează la studiul descărcărilor în impuls, exploziilor, multor reacții chimice, în care se formează produse intermediare, la studiul cineticii luminescenței sau al unei descărcări în scînteie, al radiației laserilor pulsați ș.a.m.d. Aparatele și metodele care se utilizează în acest caz sînt examinate în acest capitol.

Caracteristica generală a aparatelor cu rezoluție în timp este capacitatea lor de a selecta radiația nu numai în funcție de frecvențe (lungimi de undă), ci și în timp.

Prin urmare, mărimea care se înregistrează este strălucirea obiectului, depinzînd în acest caz de patru parametri

$$B = f(x, y, \lambda, t), \tag{7.1}$$

x și y fiind coordonatele obiectului care emite lumina, perpendicular pe direcția de observare, z. Dacă înregistrarea se efectuează cu ajutorul unui aparat monocanal, care măsoară concomitent radiația numai de o singură lungime de undă, de exemplu, un monocromator cu fotomultiplicator și oscilograf, atunci poate fi studiată dependența strălucirii obiectului numai în funcție de una dintre aceste patru variabile. Dacă se folosește un aparat spectral multicanal (policromator cu mai mulți receptori, construiți pentru diferite lungimi de undă, spectrograf cu înregistrare fotografică sau spectrograf cu traductor electronooptic de ieșire), atunci înregistrarea va fi tridimensională. În acest caz poate fi studiată dependența strălucirii obiectului de două variabile. Dacă timpul cît durează înregistrarea unui singur spectru este mic în comparație cu durata întregului proces, atunci în intervalul de timp cît se desfășoară acesta pot fi construite cîteva dependențe corespunzătoare diferitelor valori ale lui t. De exemplu, cuplarea unui spectrograf stigmatic cu un aparat de filmat permite obținerea unui film, astfel încît fiecare cadru al lui să dea dependența strălucirii obiectului de cele două variabile λ și y, iar ansamblul tuturor acestor cadre dă strălucirea obiectului în funcție de timpul t. Un alt exemplu îl constituie spectrometrele multicanal, care înscriu zeci și sute de spectre în timpul producerii fenomenului studiat. La ieșirea unui asemenea aparat se obține de obicei dependența strălucirii obiectului atît de lungimea de undă cît și de timp. Dacă însă înregistrarea repetată sau fotografierea obiectului în decursul unui singur proces sînt imposibil de realizat, atunci există două căi de obținere a unor informații mai complete: fie instalînd cîteva aparate care pot construi simultan cîteva dependențe diferite, fie repetînd de mai multe ori același proces și modificînd de fiecare dată unul dintre parametrii de observare.

Practic, întreaga gamă de instalații spectrale cu rezoluție temporală se reduce la tipurile enumerate în tabelul 7.1. În instalațiile de tipul 2 aparatele spectrale numai monocromatizează fluxul luminos și măsurătorile se reduc la înregistrarea fluxurilor luminoase variabile în timp. Aceste probleme vor fi examinate în capitolul 12, consacrat proprietăților detectorilor de radiație și metodelor de măsurări energetice. Problemele care se rezolvă cu ajutorul instalațiilor monocanal, de tipul 3 și 4 (explorarea imaginii pentru o anumită

Tabelul 7.1

Clasificarea instalațiilor spectrale

Tipul	Funcția studiată	Descrierea instalației tipice
		Aparate unicanal
1	$B = f(\lambda)$	Banda de transmisie a monocromatorului se deplasează de-a lungul spectrului. Semnalul este înregistrat cu un oscilograf. Momentul desfășurării este sincronizat cu o anumită fază a procesului
2	$B = f(t)$	Lungimea de undă este constantă, imaginea sursei pe fanta de intrare este nemișcată. Semnalul este înregistrat cu un oscilograf
3	$B = f(x^*)$	Imaginea sursei este deplasată rapid transversal pe fanta de intrare a monocromatorului. Semnalul este înregistrat cu un oscilograf. Momentul desfășurării este sincronizat cu o anumită fază a procesului
4	$B = f(x^*, t)$	La fel ca la 3, însă se produce repetarea multiplă în decursul unui proces
5	$B = f(\lambda, t)$	La fel ca la 1, însă cu o explorare repetată a spectrului, în timpul unui singur proces
		Aparate multicanal
6	$B = f(x^*, \lambda)$	Spectrograf stigmatic. Momentul expunerii este sincronizat cu o anumită fază a procesului
7	$B = f(x^*, t)$	Monocromator stigmatic cu desfășurare în timp de-a lungul direcției de dispersie
8	$B = f(x, y)$	Fotografiere prin filtre monocromatice. Momentul expunerii este sincronizat cu o anumită fază a procesului
9	$B = f(\lambda, t)$	Spectrograf cu desfășurare în timp, perpendicular pe direcția de dispersie
10	$B = f(x^*, \lambda, t)$	Cinespectrograf stigmatic (fotografierea cadru cu cadru a spectrelor stigmatice)
11	$B = f(x, y, t)$	Aparat de filmat cu filtre monocromatice

Observație. Cu asterisc au fost notate coordonatele x în cazurile în care ele puteau fi înlocuite cu coordonata y.

lungime de undă bine determinată), se rezolvă mai simplu apelînd la instalațiile multicanal, de tipul 7, 10. Instalațiile 8 și 11 (fotografiere și filmare cu ajutorul filtrelor monocromatice) sînt banale și nu cer o examinare specială. Din această cauză au fost excluse dintre problemele analizate instalațiile de acest tip (2, 3, 4, 8, 11).

§ 3. CONVERTORI ȘI AMPLIFICATORI DE LUMINĂ ELECTRONO-OPTICI

Într-un traductor electrono-optic [7.1—7.10] imaginea optică este convertită într-o imagine electronică. Mijloacele de control și de amplificare a fluxurilor dirijate de electroni sînt cu mult mai perfecționate decît cele pentru controlul fluxurilor de ioni. Excepție face numai focalizarea și construcția imaginii — dispozitivele optice dau deocamdată aberații mai mici decît dispozitivele electronice. Cît privește însă deplasarea, deviația, amplificarea, întreruperea fasciculelor electronice, posibilitățile de a acționa direct și practic fără inerție asupra lor prin intermediul cîmpurilor electrice și magnetice reprezintă avantaje deosebit de importante. Astfel, viteza maximă de întrerupere a unui fascicul luminos este de aproximativ 10^{-10} s, implicînd pierderi de lumină considerabile (celula Kerr), pe cînd durata declanșării unui comutator electronic este

cu 3 – 4 ordine de mărime mai mică, fără ca să existe vreo pierdere de energie, ci chiar cu o amplificare simultană a fluxului de electroni.

După amplificare și transformare imaginea electronică este de obicei retransformată din nou într-o imagine optică, ce se înregistrează prin procedee obișnuite. Este posibilă însă și codificarea imaginii electronice element cu element și transformarea ei într-un șir de semnale electrice. O operație de acest gen se realizează în tuburile cinescoape ale camerelor de luat vederi în televiziune. Aceste semnale fie sînt transformate direct în imagine optică de către canalul de televiziune receptor, fie sînt „înghețate" în sistemele memoriei, în scopul reconstituirii ulterioare a imaginii. Totodată imaginea poate fi amplificată, i se poate modifica contrastul, se poate aplica filtrarea zgomotelor, poate fi diferențiată și integrată, se pot construi contururile sau liniile de egală strălucire, imaginea poate fi desfășurată cu o viteză dată sau i se poate modifica forma. Toate aceste metode se folosesc deja în spectroscopie și indiscutabil ele vor fi utilizate tot mai mult în viitor.

Vom prezenta cu titlul de exemplu o descriere sumară a unora dintre lucrările de spectroscopie care folosesc tehnica televiziunii. În instalația lui Podlaskin și Riskin [7.11] este înregistrat cu o putere de separare modestă spectrul din domeniul 4000 – 8000 Å, avînd o rezoluție temporală de 20 μs. Sînt înregistrate 1250 spectre pe secundă. Baker și Steed au construit un aparat cu rețea de difracție care permite să fie înregistrat spectrul din domeniul 6000 – 10 000 Å cu frecvența de 10 000 s^{-1}. Înregistrarea se face la un videomagnetofon [7.12]. Jonson și alții au descris cuplarea directă cu un calculator electronic a unui spectrometru televizor, care servește pentru studiul ultrarapid al spectrelor de difuzie combinată [7.13].

Schema unui convertor electrono-optic simplu, cu lentilă electrostatică, este dată în figura 7.1.

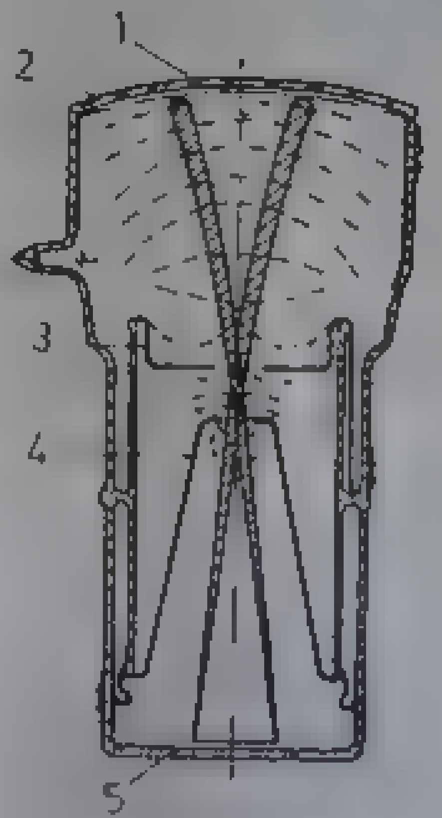


Fig. 7.1. Schema unui convertor electrono-optic cu lentilă electrostatică: 1 — planul imaginii optice; 2 — fotocatodul; 3 — electrodul lentilei electrostatice; 4 — anodul; 5 — ecranul fluorescent, pe care se obține imaginea electrono-optică.

În acest aparat electronii extrași din fiecare punct al catodului sînt trimiși independent de vitezele și de direcțiile lor în același punct al ecranului fluorescent. Puterea de separare atinge 10 – 100 linii pe milimetru în centrul ecranului și se înrăutățește întrucît la margini, datorită aberațiilor opticii electronice. Adesea rezoluția este mai mult proastă, fiind limitată de structura granulară a ecranului catodoluminescent. Asemenea traductori amplifică

strălucirii imaginii de zeci de ori, permițînd astfel să se obțină fotografii individuale ale fenomenului cu expuneri de ordinul a 10^{-7} s, în cazul în care li se aplica un impuls în formă de П, sincronizat cu procesul studiat, de durată corespunzătoare.

Posibilități mai largi deschid convertorii în care imaginea electronică poate fi deplasată pe ecran. În figura 7.2 este reprezentată schema convertorului electrono-optic ПИМ-3, ce poate fi comandat în acest fel.

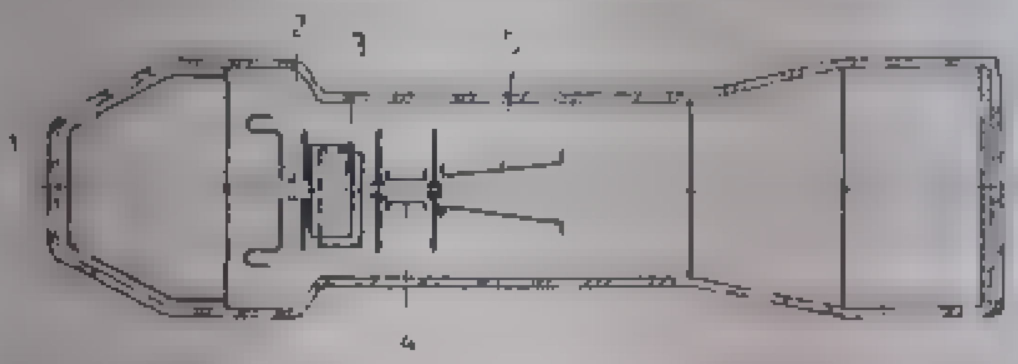


Fig. 7.2. Schema convertorului electrono-optic pulsat (ПИМ-3) pentru fotografierea multicadru: 1 — fotocatodul; 2, 5 — plăci de obturare; 3, 4 — plăci pentru desfășurarea imaginilor.

În acest aparat sînt prevăzute două perechi de plăci deflectoare, care deplasează imaginea electronică, și un sistem de plăci și diafragme, care formează un contactor electronic cu acțiune rapidă. În cazul fotografierii cadru cu cadru, plăcilor de deflexie li se aplică impulsuri de tensiune în formă de trepte, iar în momentele în care imaginea este deplasată contactorul se închide. Pentru explorarea continuă se aplică plăcilor impulsuri în formă de dinți de ferăstrău.

Caracteristicile principale ale unor convertori electrono-optici sînt date mai jos:

Tipul de convertor	ПИМ-3	ПИМ-4	ЗНС-1
Mărirea imaginii	2	2	1,4
Amplificarea strălucirii:			
catod de stibiu-cesiu	16	[illegible]	[illegible]
catod de oxigen-cesiu	8	2	
Tensiunea de accelerare, kV	18	18	16
Puterea de separare, linii/mm			
în centrul ecranului	40–50	10–[illegible]	12*
la marginea ecranului	15–20	15–20	
Diametrul ecranului, mm	70	110	[illegible]

* În regim pulsat.

În figura 7.3 este dată fotografia traductorului electrono-optic ЗНС-1.

Fig. 7.3. Aspectul exterior al convertorului electrono-optic ЗНС-1.

Pentru o amplificare mai mare a strălucirii se folosesc convertori electrono-optici cu amplificarea în cascadă a strălucirii imaginii (amplificatori electrono-optici – AEO). Un asemenea aparat (fig. 7.4) constă dintr-un convertor electrono-optic obişnuit şi un număr de cîteva cascade de amplificare în care focalizarea electronilor se face cu ajutorul unui cîmp magnetic longitudinal. Transmiterea imaginii de la o cascadă la alta se realizează de obicei cu ajutorul unei plăci transparente subţiri, care pe o parte are depus un strat de compoziţie fluorescentă, iar pe cealaltă fotocatodul. Aceasta implică desigur o pierdere inevitabilă a puterii de rezoluţie, care este cu atît mai mare cu cît este mai groasă placa transparentă.

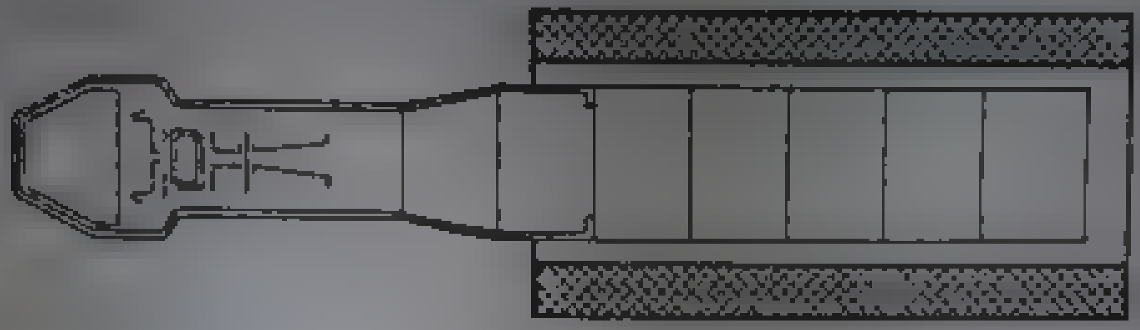


Fig. 7.4. Convertorul electrono-optic cu amplificare în cascadă a strălucirii imaginii.

Mai perfecţionate sînt sistemele care transmit imaginea prin fibre optice. Uneori transmiterea imaginii electronice de la o cascadă la alta se realizează fără a folosi imagini optice intermediare, ci cu ajutorul unor pelicule subţiri emiţătoare de electroni secundari, care sînt trimişi în aceeaşi direcţie cu electronii primari (prin „tir direct").

Convertorul în cascadă pulsat, multicadru (v. fig. 7.4) are un coeficient de amplificare electronic de peste 10^6 şi o putere de separare în jur de 10 linii/mm. Rezoluţia temporală a convertorilor electrono-optici atinge 10^{-14} s. AEO reuneşte înalta sensibilitate, caracteristică receptorilor fotoelectrici, cu posibilitatea înregistrării concomitente a unui număr mare de elemente spectrale, proprie peliculei fotografice.

Sensibilitatea de prag a AEO este superioară celei a fotomultiplicatorilor. Aceasta se datoreşte faptului că fotoelectronii de întuneric dintr-un fotomultiplicator urmează aceeaşi cale de amplificare ca şi semnalul util, suprapunîndu-se de fapt peste acesta. Un fotoelectron de întuneric însă, emis dintr-un anumit loc al fotocadrului unui AEO, din contra, ajunge în punctul corespunzător al ecranului de ieşire al AEO, ca rezultat al transmiterii imaginii; perturbări apar numai în cazul în care intervalul spectral măsurat se află în acelaşi loc al fotocatodului din care a fost emis fotoelectronul de întuneric perturbator. Altfel spus, paraziţii datoraţi fotocurenţilor de întuneric pentru AFE şi AEO vor fi la fel de mari numai în cazul în care aria fotocatodului AFE este egală cu aria imaginii liniei spectrale măsurate. Practic, acest fapt înseamnă că nivelul paraziţilor datoraţi curenţilor de întuneric ai AEO este cu cîteva ordine de mărime mai mic decît al unui fotomultiplicator. Acest fapt permite să se lucreze fără răcirea AEO.

În ciuda acestui fapt, din cauza complicaţiilor de realizare şi exploatare, utilizarea amplificatorilor electrono-optici ca şi a tuburilor cinescoape este deocamdată limitată în spectroscopie. S-ar părea că acest tip de receptor va căpăta în continuare o utilizare mai largă.

§ 4. SPECTROMETRE CU EXPLORAREA PRIN BALEIAJ A SPECTRULUI

Aparatele de acest tip (1, 5, tabelul 7.1) sînt larg răspîndite. În funcție de procedeul de explorare a spectrului, ele se pot împărți în următoarele subgrupuri:

a) explorarea prin rotația sau oscilația elementului dispersiv;

b) explorarea prin mișcarea fantei de intrare sau a fantei de ieșire;

c) explorarea prin rotația sau oscilația oglinzilor, prismelor etc. ajutătoare;

d) explorarea electrono-optică a spectrului, fanta de ieșire rămînînd nemișcată.

Trebuie scoase în evidență în mod special procedeele de explorare a spectrului cu ajutorul spectrometrelor cu etalon Fabry-Perot, prin modificarea presiunii în camera de presiune sau prin electrostricțiune. Aceste metode au fost examinate în capitolul 6, motiv din care nu ne vom mai referi la ele.

Explorarea spectrului prin rotația sau oscilația elementului dispersiv. O schemă tipică de asemenea aparat este sistemul cu o prismă de deviație constantă, folosit în monocromatoarele indigene MM-2, sau sistemul de trei prisme al spectrografului ИСП-51 cu adaptorul ФЭП-1. Rotirea tamburului care învîrte sistemul de prisme se poate înfăptui cu ajutorul unui motoraș Warren.

În aparatele cu rețea de difracție, construite după schema Ebert, explorarea spectrului se realizează de obicei, de asemenea prin rotirea sau oscilația rețelei.

De regulă, aceste aparate sînt destinate pentru explorarea lentă a spectrului. Această metodă de explorare este larg răspîndită în spectrometrele și spectrofotometrele înregistratoare la care durata înregistrării intervalului spectral de lucru este de cîteva secunde sau minute. Uneori această metodă se folosește pentru înregistrarea unui interval spectral de cîțiva ångstromi sau de zeci de ångstromi, de pildă, pentru analiza spectrală izotopică.

În figura 7.5 este dată schema mecanismului pentru rotirea alternativă a elementului dispersiv și diagrama înregistrată a spectrului structurii izotopice,

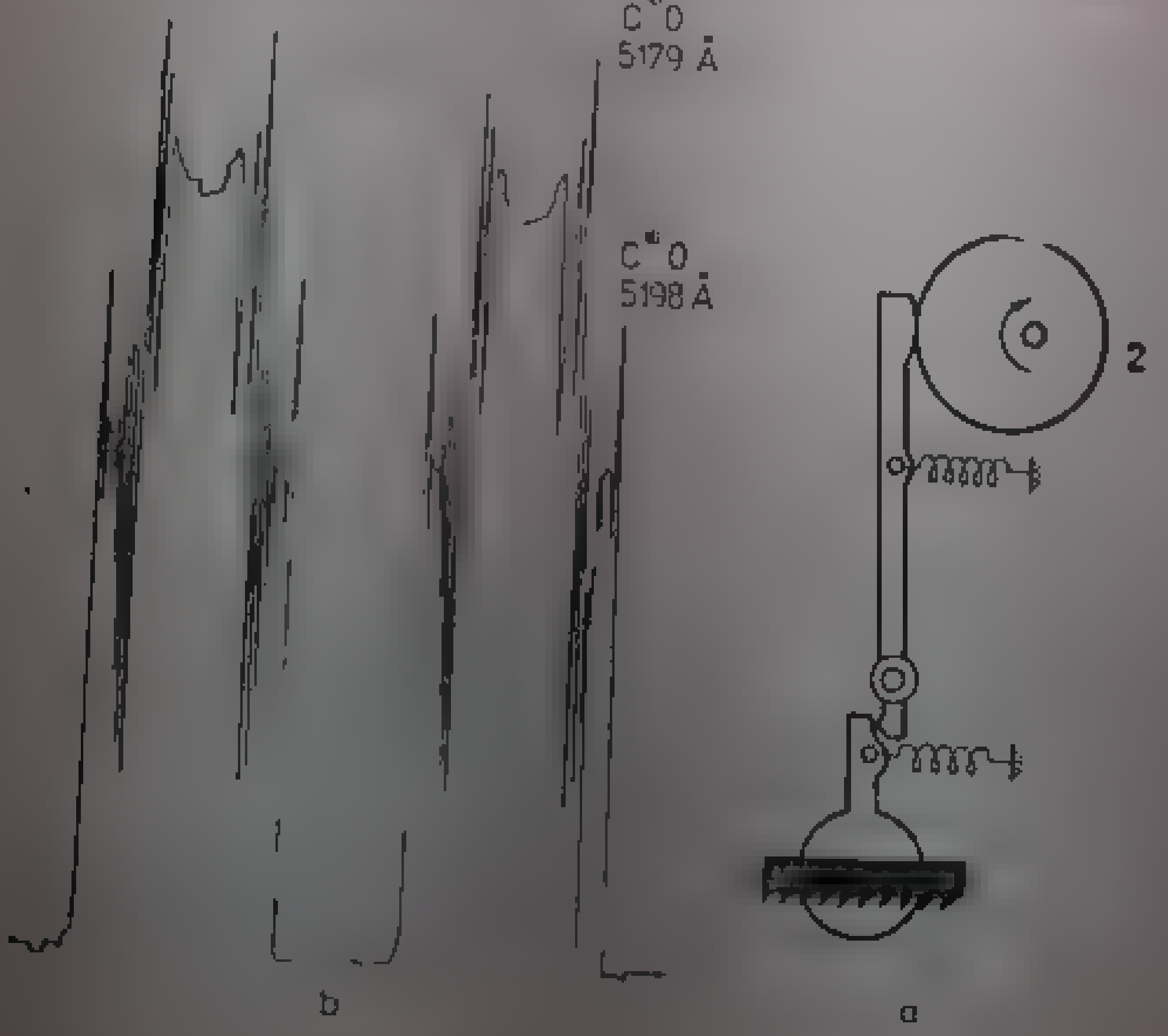


Fig. 7.5. Schema mecanismului de rotire oscilantă a elementului de dispersie (a) (1 — rețeaua, 2 — excentricul) și un model de înregistrare a structurii izotopice a benzii de CO (b).

obținută cu ajutorul acestui sistem. Pentru explorarea rapidă a spectrului rotirea neîntreruptă a elementului dispersiv se folosește rar, deoarece „porozitatea" unei astfel de înregistrări este peste măsură de mare. Prin „porozitate" am denumit în cazul de față raportul dintre timpul de mers în gol și timpul de înregistrare a spectrului. Pentru prisme sau rețele care se învîrt această mărime este obișnuit de ordinul 1 – 2. Ea depinde de tipul de prismă sau de rețea și de intervalul spectral înregistrat.

Explorarea spectrului prin deplasarea fantei de intrare sau a fantei de ieșire. Acest procedeu de explorare a spectrului se folosește mult în ultimul

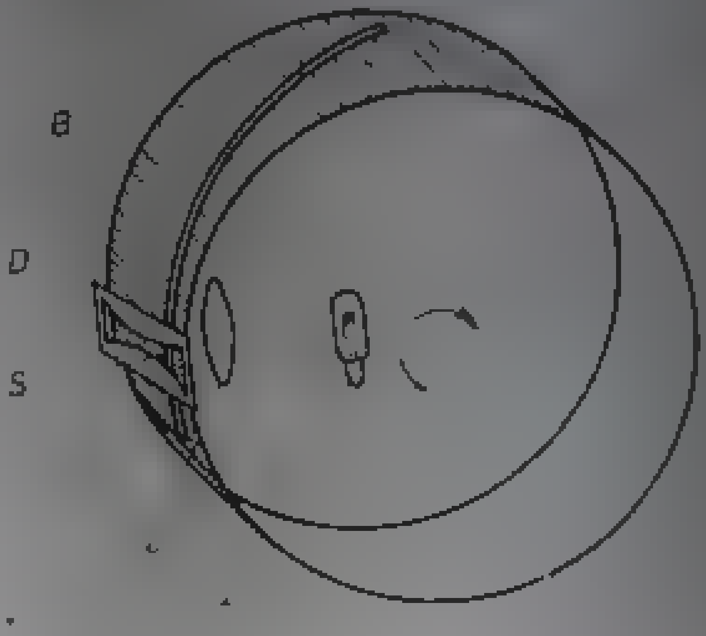


Fig. 7.6. Schema pentru explicarea explorării prin baleiaj a spectrului într-un spectrofotometru cu fantă mobilă : *I* — sursa de lumină ; *L*—lentila condensor ; *B*—cilindru rotitor, care are o deschizătură, *S*, ce servește drept fantă de intrare ; *D*—diafragmă cu un anumit desen geometric.

timp în spectrometria ultrarapidă. Avantajul ei principal îl constituie construcția mecanică relativ simplă și, de asemenea, porozitatea mică, ce poate fi redusă, dacă este necesar, chiar aproape de zero.

În sistemele cu fante mobile se înregistrează pînă la cîteva sute de spectre pe secundă. De obicei însă asemenea aparate au o putere de separare mică ($R \approx 100 – 200$). O schemă tipică a părții de intrare a unui spectrofotometru cu fantă mobilă [7.14] este dată în figura 7.6. O diafragmă cu un anumit desen al figurii geometrice, fixată pe partea anterioară, compensează variația strălucirii spectrale a sursei de lumină și a sensibilității detectorului pe întinderea întregului spectru. Cilindrul, în care este practicată o tăietură avînd fixată în interior sursa de lumină, este rotit de un motoraș. Același motor poate comanda explorarea orizontală a oscilografului, antrenarea mecanismului grifei aparatului de filmat cu care se fotografiază oscilogramele și dispozitivele de comutare, care dirijează fasciculul de lumină în canalul principal și în canalul de referință.

În locul cilindrului uneori este folosit un disc rotitor cu o fantă în formă de spirală. Forma deschizăturii și lărgimea ei pot fi alese corelat cu graficul dispersiei monocromatorului, astfel încît să se obțină un baleiaj liniar al spectrului în funcție de lungimile de undă și o lărgime spectrală constantă a fantei. Viteze mari și o porozitate mică pot fi atinse prin utilizarea unei „fante flotante". Rolul ei îl realizează un cilindru care se rotește, cu tăieturi practicate după generatoare.

Aparate de acest tip au fost realizate avînd mobilă fie fanta de intrare, fie fanta de ieșire. În cazul în care este mobilă fanta de intrare, trebuie să dispunem de o sursă de lumină de întindere mare, care are o strălucire uniformă (sau un sistem corespunzător de iluminare). În cazul în care fanta de ieșire este mobilă, va fi necesar să dispunem de un receptor de lumină cu suprafața receptoare mare și cu sensibilitatea constantă. Uneori este avantajos să se deplaseze odată cu fanta de ieșire și receptorul de lumină.

Pentru explorarea prin baleiaj ultrarapidă a unor intervale spectrale înguste s-au utilizat cu succes fante oscilante. Într-unul dintre aceste aparate, destinat determinării temperaturii în funcție de inversarea liniei sodiului, a fost atinsă o frecvență de 5000 cadre pe secundă, iar timpul de înregistrare a unui fragment de 4 Å este de 10 ms, la o putere de separare de 1 Å [7.15].

Explorarea spectrului prin rotirea sau oscilația oglinzilor. Drept element de explorare prin baleiaj a spectrului se utilizează de cele mai dese ori o oglindă montată într-o schemă cu autocolimație a aparatului spectral. Schema optică tipică unui instrument de acest tip este dată în figura 7.7.

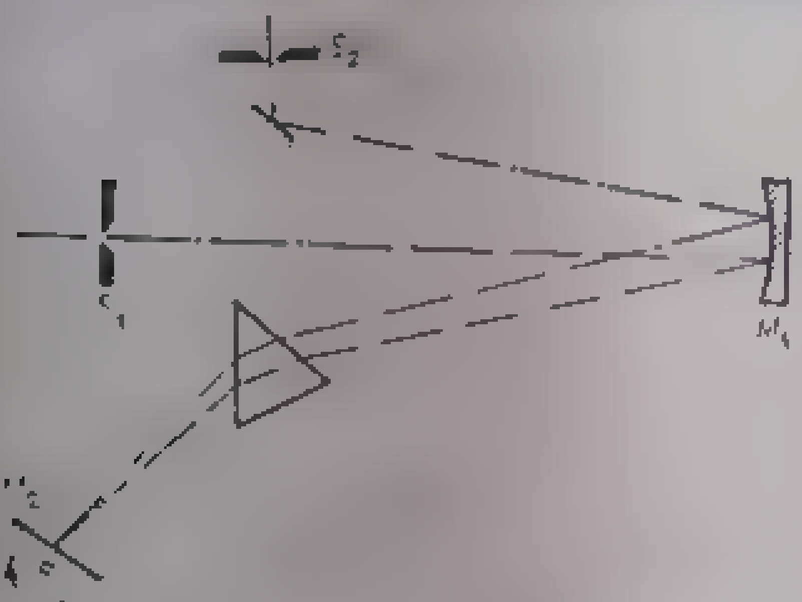


Fig. 7.7. Explorarea spectrului prin rotirea unei oglinzi: S_1 și S_2 – fanta de intrare și fanta de ieșire; P – prismă; M_1 – oglindă concavă; M_2 – oglinda plană cu ajutorul căreia prin rotirea ei se realizează explorarea spectrului.

Astfel de aparate sînt construite în laboratoare, iar în occident sînt fabricate în serie de către industria optică. Ele permit să se reducă timpul de înregistrare a unui spectru pînă la cîteva sute de microsecunde, iar frecvența de repetiție pînă la cîteva sute de spectre pe secundă. Sînt posibile și alte variante ale schemei cu oglinzi rotitoare.

În figura 7.8 este dată schema unui aparat cu rețea de difracție în care o oglindă exagonală rotitoare (pînă la 50 000 rot/min) este introdusă între rețea și fanta de intrare. Aparatul permite o mare viteză de explorare (pînă la 200 Å/s) avînd o putere de separare în jur de 1500.

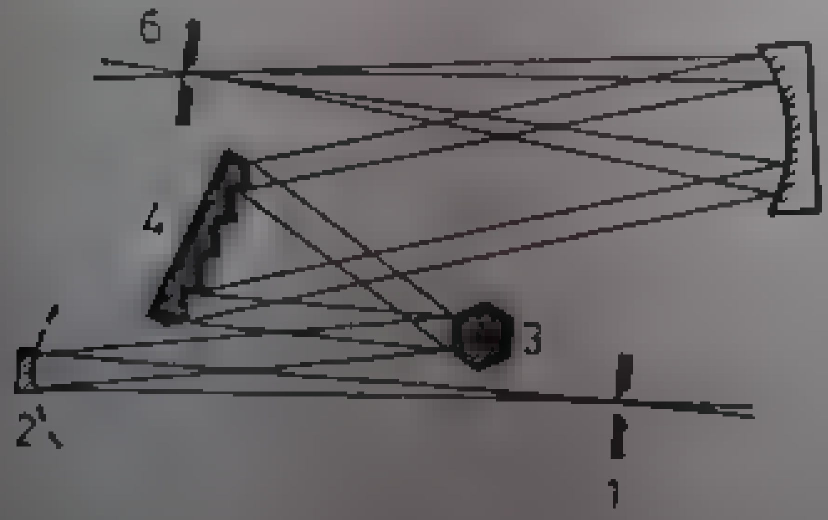


Fig. 7.8. Schema unui monocromator cu rețea de difracție, în care explorarea spectrului se realizează prin rotirea unei oglinzi exagonale [7.16]: 1 – fanta de intrare; 2 – oglindă colimatoare; 3 – oglindă rotitoare; 4 – rețea de difracție; 5 – oglindă concavă; 6 – fanta de ieșire.

Monocromatorul cu o oglindă oscilantă, fixată în locul uneia dintre prismele monocromatorului dublu ДМР–2, asigură înscrierea a 800 spectre pe secundă (4000–5000 Å) cu o putere de separare de aproximativ 300 [7.17].

Întrucît industria noastră practic nu livrează aparate spectrale cu rezoluție temporală, prezintă interes schemele de combinare a aparatelor spectrale obișnuite cu fotoînregistratoare ultrarapide, în scopul obținerii unor baleiaje în timp. O asemenea instalație este descrisă în lucrarea [7.18]. În această instalație este folosit spectrograful standard ИСП–51, și fotoînregistratorul

de mare viteză СФР, care înlocuiește partea cu camera, a spectrografului. Spectrul defilează prin fața fantei, fixată în suprafața focală a fotoînregistratorului; în spatele fantei se află un fotomultiplicator. Instalația este destinată pentru înregistrarea cu viteză rapidă a contururilor liniilor. Cu ajutorul ei s-a obținut o înregistrare cu viteza în jur de 15 Å/µs. Ea poate fi împinsă pînă la 300 – 400 Å/µs, dacă s-ar folosi surse de lumină mai strălucitoare, ceea ce va permite mărirea vitezei de rotație a oglinzii pînă la viteza limită.

Explorarea electrono-optică a spectrului. Pentru explorarea unui spectru este suficient să aplicăm o tensiune în formă de dinți de ferăstrău pe perechea de plăci corespunzătoare a unui convertor electrono-optic, al cărui ecran de ieșire este proiectat pe o fantă fixă. În spatele fantei se montează un fotomultiplicator, care înregistrează semnalul.

Au fost elaborate așa-numitele convertoare duble [7.19], constituite dintr-un convertor electronic și un fotomultiplicator. În aparatele de acest tip nu se mai obține imagine optică intermediară. Din ele lipsește atît ecranul luminescent al AEO cît și fotocatodul fotomultiplicatorului. Imaginea electronică a spectrului este trimisă, prin fantă, direct pe primul dinod al fotomultiplicatorului. Și fotomultiplicatorul și AEO sînt introduse într-un balcon comun, vidat.

Obturator electronic pentru obținerea spectrelor proceselor cu repetare multiplă. Un obturator electronic convenabil pentru separarea spectrului unei anumite faze a emisiei de eclatare, care se repetă periodic, a unei scîntei electrice, a fost prezentat în lucrarea [7.20]. El constă dintr-un multivibrator care deschide și închide circuitul amplificatorului fotocurentului după un anumit interval de timp, comandat de la începutul descărcării. În acest caz în timpul în care obturatorul este deschis, lungimea de undă practic nu se modifică, iar explorarea este posibilă numai pe seama repetării de mai multe ori a procesului.

Distorsiunile introduse de sistemul receptor, de înregistrare, cu ocazia explorării spectrului. Orice instalație receptoare, de înregistrare, care servește pentru înscrierea spectrului, nu reacționează la schimbarea semnalului instantaneu, ci are o anumită inerție. Acest fapt duce la o distorsionare instrumentală suplimentară a liniilor spectrale și a benzilor spectrale la ieșirea spectrometrului. Ne vom limita în abordarea acestei probleme la aproximația practic importantă [7.21], [7.22], considerînd că la ieșirea unui monocromator avem un semnal descris de curba lui Gauss

$$I(t) = I_0 \exp(-\gamma v^2 t^2). \tag{7.5}$$

Aici, $v = d\lambda/dt$ este viteza de explorare, în Å/s; $\gamma = 4 \ln 2/a_f^2$, a_f fiind semilărgimea conturului liniei la ieșirea din monocromator.

Un contur de acest tip poate fi obținut în cazul unei viteze constante de explorare, cînd atît conturul adevărat al liniei cît și funcția de aparat a monocromatorului sînt descrise de curbe Gauss care au semilărgimile a_E și, respectiv, s. Atunci

$$a_f^2 = a_E^2 + s^2. \tag{7.6}$$

Presupunem, de asemenea, că proprietățile de inerție ale sistemului de recepție-înregistrare sînt caracterizate de o caracteristică de tranzitare

$$h(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \tag{7.7}$$

Funcția de tranzitare $h(t)$ caracterizează reacția sistemului, raportată la saltul unitate al semnalului, iar constanta de timp, τ, după cum rezultă

din (7.7), este intervalul de timp în care reacția instalației de înregistrare atinge valoarea $1 - 1/e \approx 0{,}632$.

Funcția de tranziție de tipul (7.7) este tipică pentru receptorii termici de radiație pentru amplificatorii în care caracteristicile inerțiale sînt determinate de rezistența și capacitatea conturului ($\tau = RC$) etc.

Semnalul la ieșirea sistemului de recepție-înregistrare va fi descris de următoarea funcție de timp

$$F(t) = \int_{-\infty}^{t} I(t')\,\frac{d}{dt}\,h(t - t')\,dt'. \tag{7.8}$$

Prin integrarea acestei expresii [7.21], obținem următorul rezultat

$$F(t) = I(t)\psi(t). \tag{7.9}$$

Aici $I(t)$ este semnalul la ieșirea monocromatorului, $\psi(t)$ fiind un factor care caracterizează distorsionarea acestui semnal de către sistemul de recepție-înregistrare

$$\psi(t) = \frac{K}{2}\exp\left[\frac{A^2}{2}\right]\int_{-\infty}^{A} e^{-\frac{x^2}{2}}\,dx, \tag{7.10}$$

în care

$$A = 2{,}35\,\frac{vt}{a_f} - \frac{K}{2}.$$

Parametrul de distorsiune,

$$K = 0{,}85\,\frac{a_f}{v\tau} \tag{7.11}$$

este determinat de raportul dintre timpul de explorare a semilărgimii conturului (a_f/v) și constanta de timp, τ, a sistemului de înregistrare. Micșora-

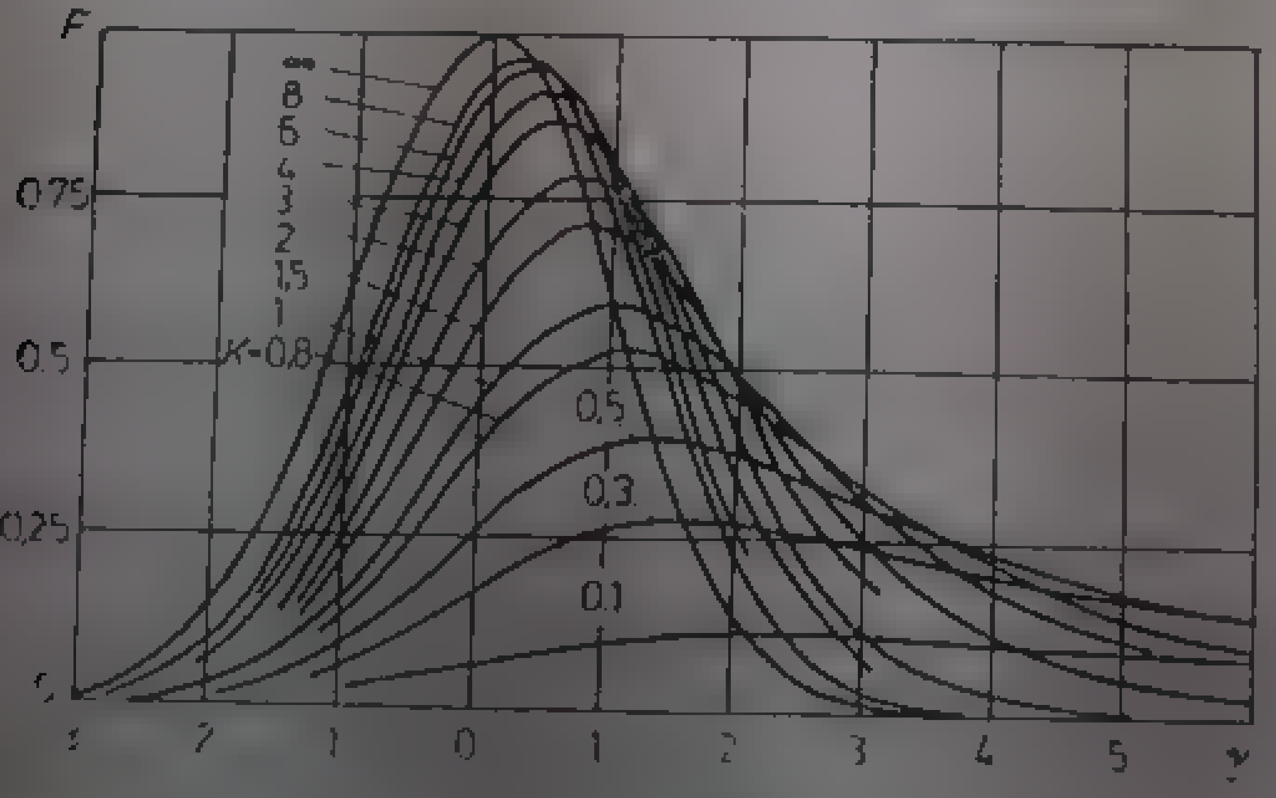


Fig. 7.9. Forme de calculat teoretic ale unui contur la ieșirea spectrometrului pentru diferite valori ale parametrului K.

rea lui K corespunde măririi vitezei de explorare. Pentru $K \to \infty$ (înregistrare infinit de înceată) $\psi(t) \to 1$. În figura 7.9 sînt reprezentate rezultatele calculelor formei conturului pentru diferiți parametri K. Pe axa absciselor s-a luat

mărimea

$$\nu = 2{,}35\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{a_J}\right),$$

în care λ_0 este lungimea de undă care corespunde centrului liniei.

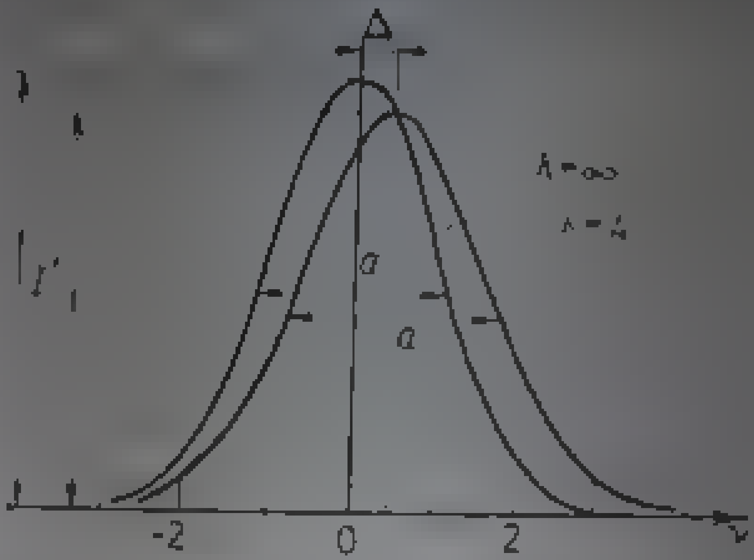


Fig. 7.10. Introducerea coeficienților de deformare a contururilor prin explorarea spectrului.

Distorsiunea liniei poate fi caracterizată prin trei coeficienți (fig. 7.10):
- scăderea intensității în maxim, $\varepsilon = I'/I$;
- lărgirea liniei, $\chi = a'/a_J$;
- deplasarea liniei, $\eta = \Delta/a_J$.

Acești coeficienți sînt legați de parametrul K prin relațiile aproximative

$K \geqslant 3$	$K < 3$
$\varepsilon = \frac{1}{\chi} = 1 - \frac{0{,}35}{K}$	$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{0{,}83}{K} + 0{,}86$
$\eta = \frac{0{,}85}{K}$	$\chi = \frac{0{,}83}{K} + 0{,}94$
	$\eta = \frac{0{,}21}{K} + 0{,}21$

(7.12)

Ca exemplu de aplicare a formulelor (7.12), să examinăm cazul explorării prin baleiaj a unei linii de semilărgime $a_L = 0{,}66$ Å, cu ajutorul unui monocromator, care are semilărgimea conturului instrumental $s = 0{,}08$ Å. Viteza de explorare este 1 Å/s, $\tau = 10^{-1}$ s. După cum rezultă din (7.6), semilărgimea liniei la ieșirea monocromatorului este $a_J = \sqrt{a_L^2 + s^2} = 10^{-1}$ Å; conform cu (7.11), $K = 0{,}85$. Modul în care este distorsionată linia se vede din figura 7.9. Aplicînd formula (7.12) obținem $\varepsilon = 0{,}54$; $\chi = 1{,}92$; $\eta = 0{,}46$. Prin urmare, intensitatea liniei în maxim scade de aproape două ori, exact de atîtea ori crește însă lărgimea liniei, iar maximul ei se deplasează aproape cu o jumătate din semilărgime.

Problema se poate pune și sub forma următoare. Pentru ce viteză de explorare a aceleiași linii modificarea intensității și a lărgimii nu depășește 10%? Luînd $\varepsilon \geqslant 0{,}9$, obținem, cu ajutorul relației (7.12), $K \geqslant 3{,}5$. De aici, cu ajutorul expresiei (7.11), găsim că $v \leqslant 0{,}24$ Å/s. Așadar, viteza de explorare trebuie să fie micșorată de patru ori.

Este important de observat că aria conturului înregistrat al liniei, pentru orice caracter al distorsiunilor spectralo-temporale, este proporțională cu intensitatea liniei și trebuie să-și păstreze valoarea constantă.

În cazul analizat acest fapt, bine cunoscut, este ilustrat prin aceea că, așa cum rezultă din (7.12), mărimea $\varepsilon\chi$ nu depinde de K într-un interval larg de valori ale parametrului K.

Se poate urmări analogia dintre coeficientul de lărgire a liniei, k', pe care o introduce monocromatorul, și coeficientul de lărgire a liniei, χ, pe care o introduce schema de recepție înregistrare. Conform relației (7.6)

$$k' = a_J/a_s = \sqrt{1 + (s/a_g)^2}, \tag{7.13}$$

$$\chi = a'/a_J. \tag{7.14}$$

În cazul unui contur instrumental larg ($s < a_J$), monocromatorul redă exact conturul liniei ($k' \approx 1$).

Analog, pentru viteze mici de explorare prin baleiaj, sistemul de recepție-înregistrare nu introduce distorsionări ale conturului înregistrat (pentru $K \geq 3$, conform relației (7.12), $\chi \approx 1$). În cazul creșterii vitezei de explorare ($K < 3$), vom avea

$$\chi = \frac{0{,}83}{K} + 0{,}91$$

sau, ținînd cont de (7.11), se poate scrie aproximativ,

$$\chi \approx \frac{v\tau}{a_J} + 1, \tag{7.15}$$

de unde, conform relației (7.14),

$$a' = v\tau + a_J. \tag{7.16}$$

Prin urmare, semilărgimea conturului spectral înregistrat nu poate fi mai mică decît produsul $v\tau$. Plecînd de la aceasta, mărimea $v\tau$ poate fi numită rezoluție temporală, iar mărimea

$$R_\tau = \lambda/v\tau \tag{7.17}$$

putere de separare în timp. Mărimea R_τ este analoagă puterii de separare optică.

Adesea, aceiași termeni (rezoluție temporală și putere de separare în timp) sînt necesari în spectroscopie pentru definirea unei alte noțiuni — intervalul temporal minim pe care îl mai poate separa sistemul.

Cele două noțiuni pot fi ușor deosebite după dimensiunile lor: $v\tau$ are dimensiunea unui interval spectral (Å, cm, cm^{-1}, s^{-1}), iar rezoluția temporală, în celălalt sens, menționat mai sus, are dimensiunea unui interval de timp.

Analiza prezentată aici a fost făcută pentru cazurile în care semnalul creștea exponențial. Aceasta are loc atunci cînd inerția instalației de integistrare este determinată de parametrii electrici (capacitatea, inductța, rezistența). Este destul de frecvent și un alt caz, cel în care la ieșirea traseului de amplificare se află un autoinscriptor care are un timp de deplasare a căruciorului, τ'. Pentru autoinscriptorii obișnuiți ЭПП-0,9, $\tau' = 1$ s și probabil nu poate fi făcut mai mic decît 0,1 — 0,2 s. În aceste cazuri distorsiunile din spectre, provocate de inerția sistemului de integistrare, se pot evalua cu ajutorul acelorași relații (7.12), înlocuindu-l pe τ cu τ'. Erorile astfel introduse amplifică doar cu puțin distorsiunile datorită înregistrării.

§ 5. MONTAJE PENTRU OBȚINEREA UNOR SPECTRE STIGMATICE, SEPARATE ÎN TIMP

Instalațiile de acest tip (6, 10, tab. 7.1) permit obținerea unei distribuții a strălucirii obiectului în coordonatele (x, λ) fie la anumite momente de timp, fie în regim de fotografii individuale (spectrograf stigmatic cu obturator), fie prin fotografierea cadru cu cadru continuă a procesului (cinespectrograf). În primul caz, pentru studiul desfășurării procesului în timp este necesară repetarea lui de mai multe ori. Acest fapt nu este însă posibil totdeauna, dar, chiar dacă procesul poate fi repetat de mai multe ori, acest procedeu de înregistrare introduce în plus totdeauna erori inerente, determinate de faptul că procesul însuși nu este perfect reproductibil. Dacă aceste erori sînt mari, atunci pe fondul lor se pot pierde detalii ale fenomenului care nu pot fi, astfel, detectate. În asemenea cazuri se apelează de obicei la filmarea rapidă a spectrelor stigmatice.

Dispozitivele descrise în acest paragraf pot fi folosite și pentru obținerea spectrelor astigmatice separate în timp, însă cu pierderile corespunzătoare de informații asupra distribuției spațiale a strălucirii sursei.

Piesa necesară a instalațiilor de tipul descris este obturatorul optic. Tocmai acțiunea lui stabilește o determinare în timp a fazei înregistrate a fenomenului. Condițiile principale pe care trebuie să le îndeplinească un obturator pot fi formulate astfel:

a. Timpul de expunere realizat de el trebuie să fie atît de mic, încît în cadrul fenomenului studiat să nu se petreacă schimbări importante.

b. Momentul expunerii trebuie să fie sincronizat cu o anumită fază a fenomenului studiat, iar reproductibilitatea acestei sincronizări trebuie să fie suficient de înaltă.

c. Obturatorul trebuie să fie suficient de transparent, cînd este deschis, și suficient de opac, cînd este închis.

Obturatoare mecanice [7.23]. Vom numi obturatoare mecanice obturatoarele care au părți mobile. Drept dispozitive de acționare în obturatoarele mecanice servesc resorturi, electromagneți, electromotoare etc. Obturatoarele de asemenea tip, utilizate în aparatele fotografice, permit expuneri de pînă la 10^{-3}s, însă, de regulă, sincronizarea lor cu procesul de studiat, cu o precizie acceptabilă, este dificil de realizat.

Mai comode pentru sincronizare sînt obturatoarele în care dispozitivul de acționare este un electromagnet. Trei scheme de astfel de obturatoare, capabile să acopere fanta în 10^{-3}s, sînt date în figura 7.11. Obturatoarele de acest tip se folosesc, în primul rînd, ca dispozitive de siguranță în combinație cu alte dispozitive de acționare rapidă, care permit trecerea periodică a fasciculului cu o mare porozitate, de pildă, cu discuri rotitoare.

Discurile turnante sînt larg folosite ca obturatoare cu acționare periodică. Cu ajutorul lor se poate deschide un orificiu mic, de tipul fantei spectrale, pe durata unei microsecunde. Procesul analizat este comandat de obicei de un impuls dat de o celulă fotoelectrică, care se declanșează sub acțiunea luminii ce cade pe ea de la o sursă suplimentară, care trece printr-un orificiu practicat în același disc. Timpul de retardare este dat de unghiul α, cu care se rotește discul din momentul declanșării procesului pînă în momentul deschiderii obturatorului. Astfel, pentru o viteză de rotație a discului de 10 000 rot/min, la o întrerupere de 100 μs se realizează un unghi $\alpha = 6°$. Impulsurile cu un front abrupt, de mică durată și de mare porozitate pot fi obținute cu ajutorul unui obturator cu două discuri [7.25] (fig. 7.12). Ambele discuri se rotesc cu ajutorul unui singur motoraș, însă cu viteze diferite, prin intermediul unui

reductor. În acest caz, forma și durata impulsului de lumină sînt date de discul care se rotește rapid, iar porozitatea de discul ce se rotește mai încet, care joacă rolul de obturator suplimentar.

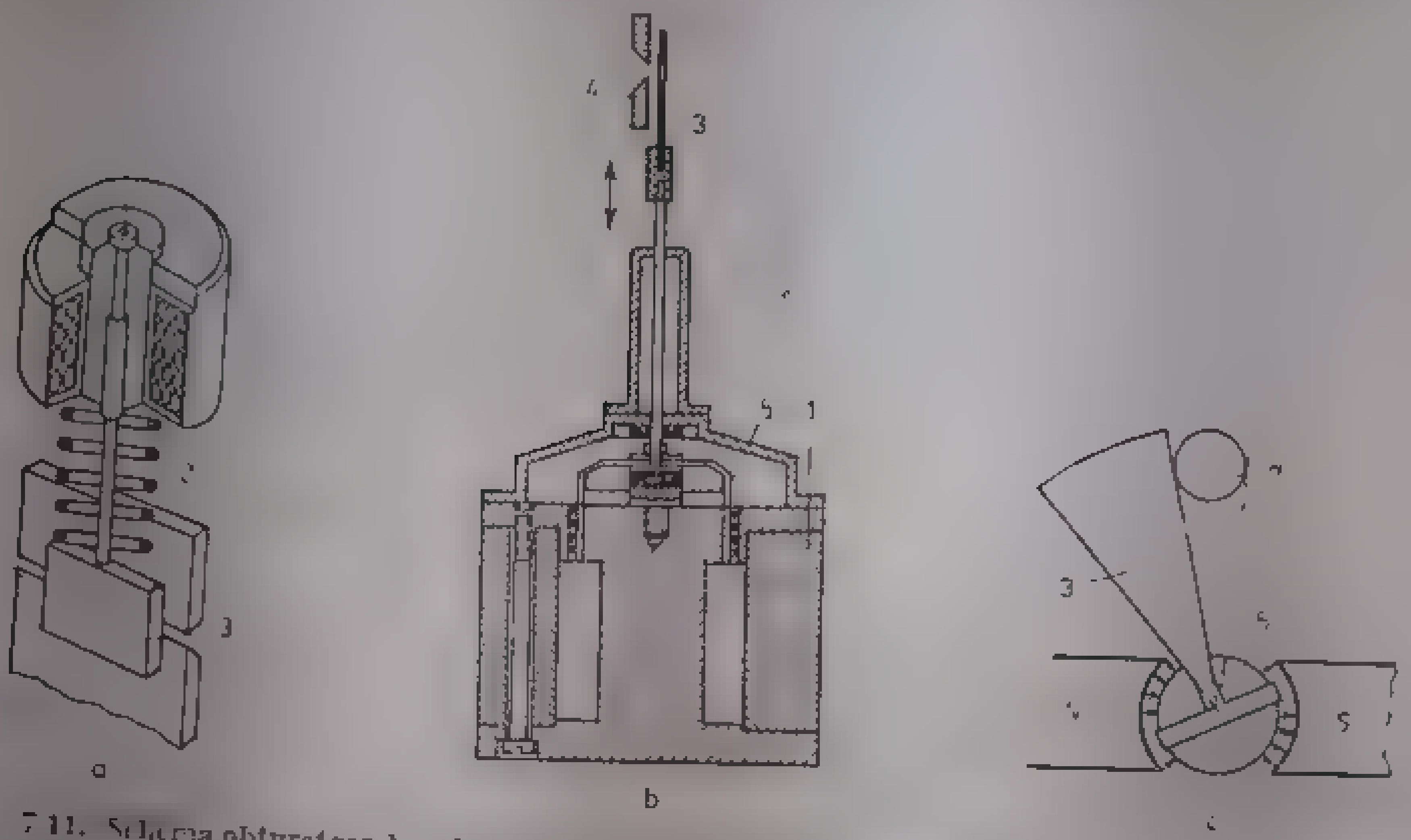


Fig. 7.11. Schema obturatoarelor electromecanic (a) [7.21], electrodinamic (b) ale aparatului СП-75 [7.24] și a unui obturator magnetoelectric (c) [7.23]: 1 — magnet; 2 — resort; 3 — perdea; 4 — fantă; 5 — bobina de rulare; 6 — cadru parcurs de curent; 7 — orificiu care este obturat.

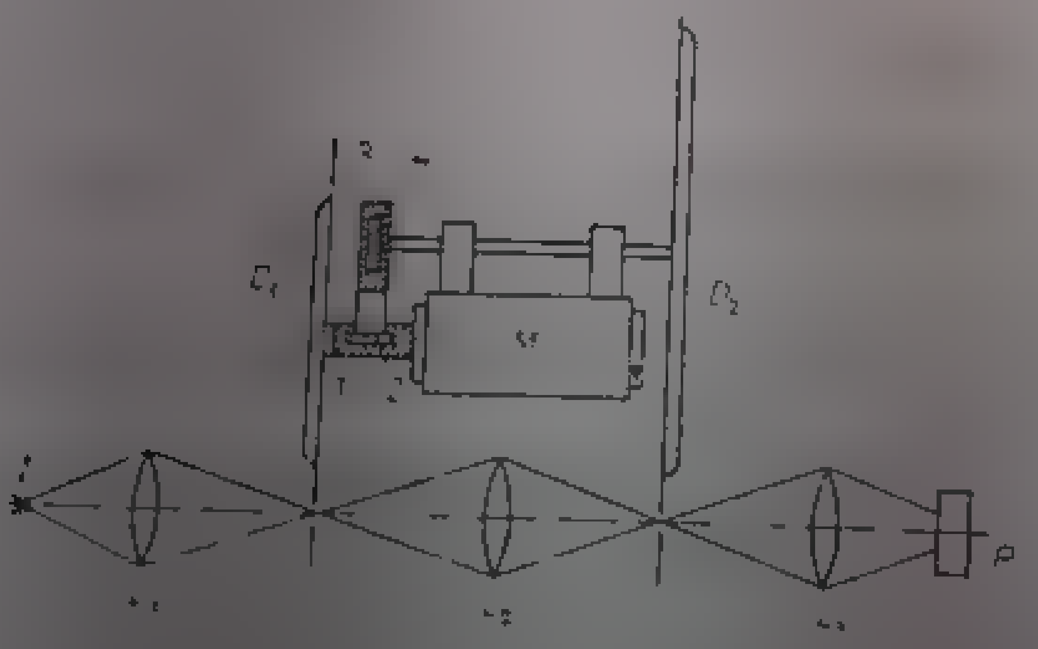


Fig. 7.12. Modulator cu două discuri: D_1, D_2 — discuri, M — motor, I — sursa de lumină, L_1–L_3 — lentile, P — fotoreceptor, 1–4 — elemente ale transmisiei elicoidale.

O schemă analoagă se poate realiza cu ajutorul unor oglinzi plane sau concave care se rotesc.

Obturatoarele sub formă de disc sau de oglindă, care acționează periodic, sînt convenabile pentru separarea unei anumite faze a emisiei fenomenelor care se repetă de mai multe ori, de exemplu a unei scîntei electrice [7.26] sau a fluorescenței excitate de aceasta.

Un obturator care funcţionează foarte rapid poate fi construit pe baza principiului reflexiei totale (fig. 7.13). Prin apropierea prismelor pînă la o distanţă egală cu o fracţiune de lungime de undă, lumina trece direct. La îndepărtarea lor apare reflexia totală şi lumina nu mai poate trece. Deplasarea prismei se poate realiza prin electro- sau prin magnetostricţiune. Timpul de declanşare este de 10^{-4} - 10^{-5} s, în funcţie de construcţie.

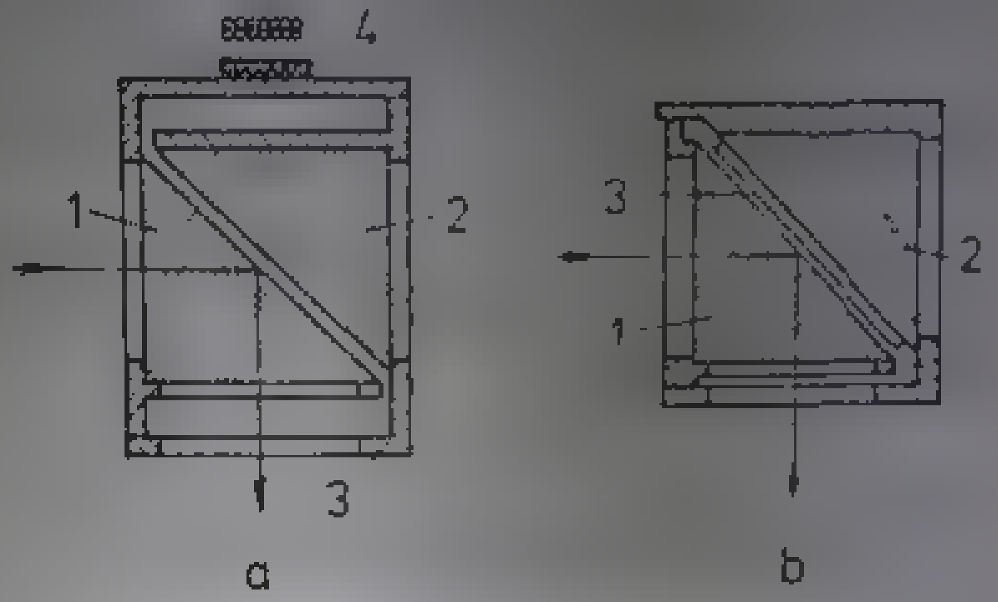


Fig. 7.13. Schema unui obturator cu reflexie totală: a — prisma 1, din material magnetostrictiv, care se comprimă sub acţiunea cîmpului magnetic produs de bobina 4, se apropie de prisma 2; b — [illegible] 3 se extinde sub acţiunea unui impuls electric, ce determină micşorarea intervalului dintre prismele 1 şi 2.

Obturatoare electrooptice. Acţiunea obturatoarelor electrooptice se bazează pe dubla refracţie artificială, pe care o capătă cristalele, lichidele sau gazele în cîmp electric [7.27].

Schema unui obturator cu cîmp longitudinal este reprezentată în figura 7.14a. Uneori în locul electrozilor cu orificii sînt utilizate straturi conducătoare transparente, de pildă, din oxid de staniu. În celulele respective se introduc cristale care au efect electrooptic liniar, de obicei, KDP sau ADP. Tensiunile necesare pentru producerea unei diferenţe de drum de λ/2 sînt de 8 şi 3,4 kV.

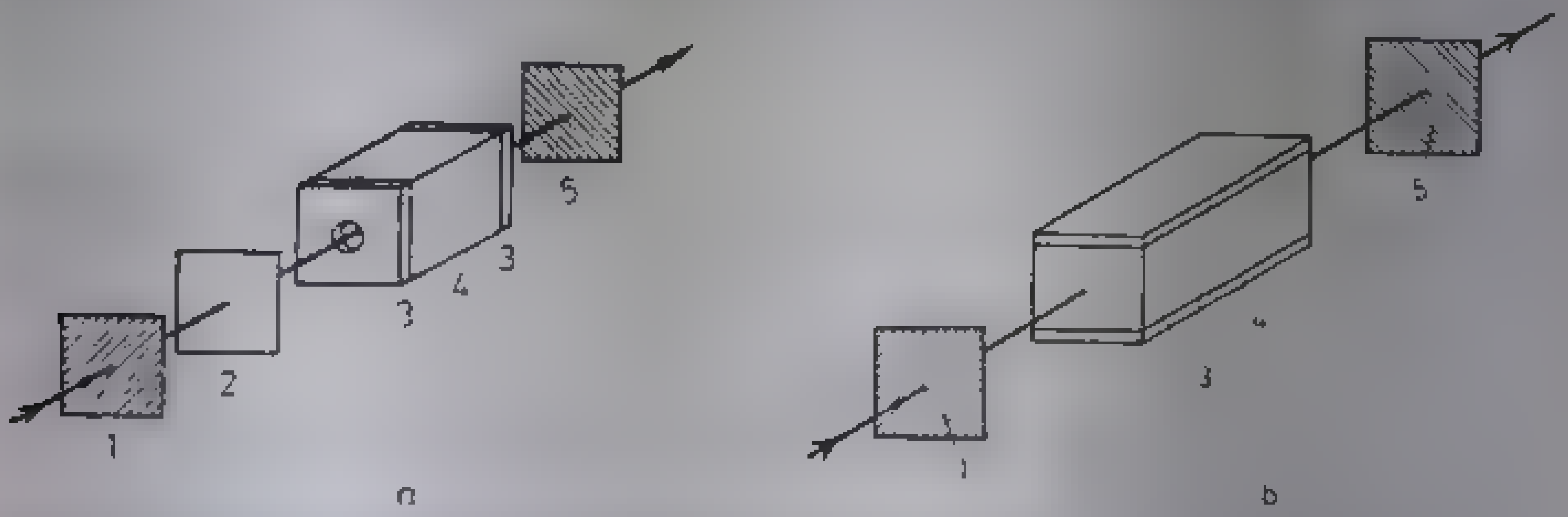


Fig. 7.14. Obturatoare electrooptice cu cîmp electric longitudinal (a) şi, respectiv, transversal (b): 1 — polarizor; 2 — schimbător de fază; 3 — electrozi; 4 — cristal electrooptic; 5 — analizor.

Pentru micşorarea tensiunii de funcţionare se poate compune un „sandviş" din asemenea celule. Deoarece direcţia cîmpului se modifică la trecerea de la un strat la altul, cristalele trebuie dispuse sub un unghi de 90°. În acest caz diferenţa de fază care apare între componente, la trecerea prin straturi, se va însuma; o celulă formată din n elemente dă un cîştig în tensiune de n ori. Neajunsul unor asemenea dispozitive îl constituie scăderea transparenţei şi creşterea capacităţii electrice, care reduc rapiditatea obturatorului.

Un obturator cu cîmp transversal (celulă Kerr) este dat în figura 7.14 b. În astfel de celule se foloseşte un lichid (de obicei, nitrobenzen) sau cristale care

au constanta Kerr mare (tantalat niobat de potasiu, titanat de bariu, niobat de litiu). Utilizarea cristalelor este comodă mai ales datorită valorilor foarte mici ale tensiunii necesare pentru comanda obturatorului.

Obturatoare magnetooptice. [7.27] Schema unui asemenea obturator, a cărui acțiune se bazează pe efectul Faraday, este dată în figura 7.15. Pentru ca

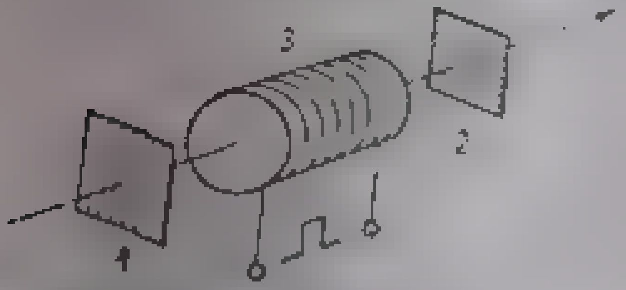


Fig. 7.15. Obturator magnetooptic: 1 — polarizor; 2 — analizor; 3 — celulă Faraday.

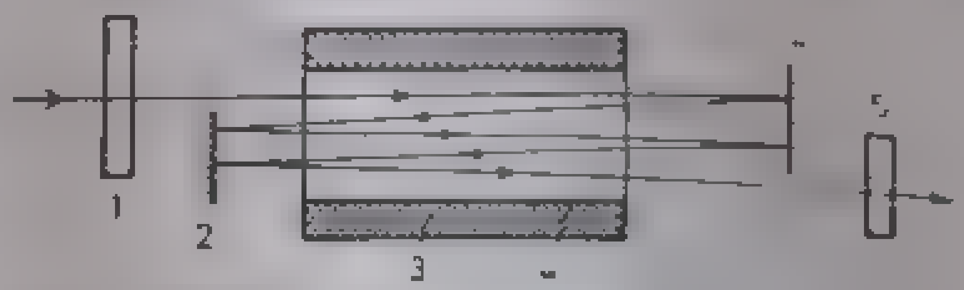


Fig. 7.16. Obturator cu trecere multiplă a luminii prin substanța [illegible]: 1 — polarizor; 2 — oglinzi; 3 — electro[illegible]; 4 — substanță magnetooptică; [illegible].

obturatorul să transmită toată radiația (mai puțin pierderile prin absorbție și prin reflexii), este necesar ca în celulă să se obțină o rotire a planului de polarizare cu 90°.

În scopul amplificării efectului se pot folosi scheme cu trecerea fasciculului de mai multe ori prin celulă (fig. 7.16). Acțiunea lor se bazează pe faptul că sensul de rotire al planului de polarizare nu depinde de sensul razei de lumină, astfel încît prin trecerea razei de mai multe ori efectul se însumează. Acest efect stă și la baza acțiunii izolatorului optic — sistem care transmite radiația într-un sens și care este opac în sensul opus (fig. 7.17).

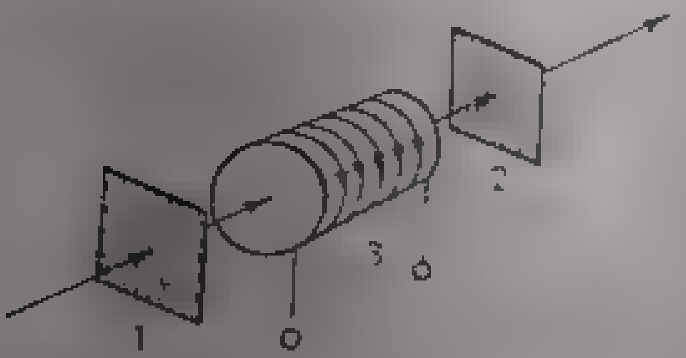


Fig. 7.17. Obturator care permite trecerea luminii într-un sens: 1, 2 — polarizori ale căror axe fac un unghi de 45° între ei; 3 — celulă magnetooptică.

Dispozitivul este transparent în sensul arătat de săgeată, dacă în celula magnetică se produce o rotire a planului de polarizare cu 45°. În sens invers sistemul este netransparent.

La folosirea obturatoarelor electro- și magnetooptice într-un larg domeniu spectral, trebuie avută în vedere selectivitatea efectelor și, în consecință, variația transmisiei obturatoarelor de-a lungul spectrului.

Convertorii electrono-optici folosiți ca obturatori. În figura 7.18 este dată schema de utilizare ca obturator rapid a unui convertor electrono-optic. Un ase-

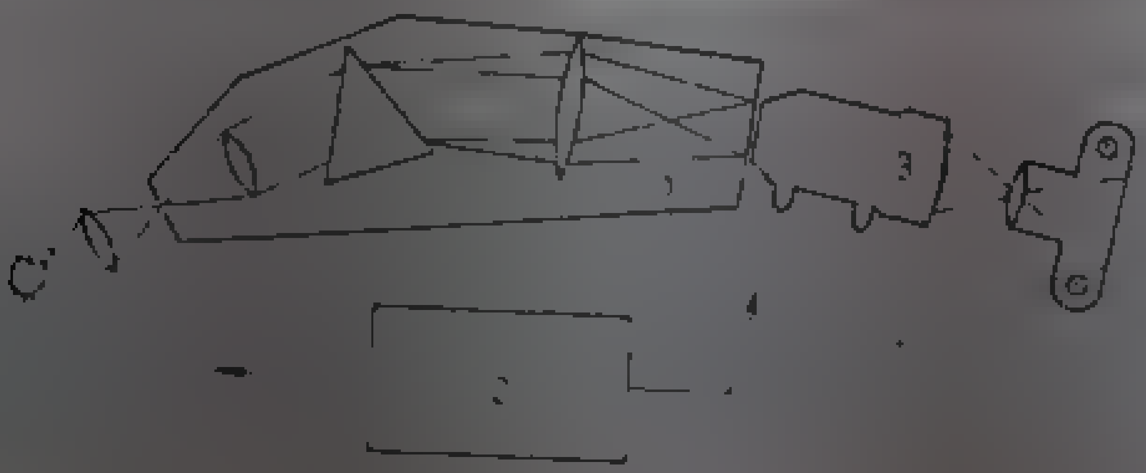


Fig. 7.18. Schema de utilizare ca obturator a unui convertor electrono-optic: 1 — spectrograf; 2 — [illegible]; 3 — convertorul electrono-optic.

menea obturator are o serie de însușiri excepționale. Transmisia lui în stare deschisă este mult mai mare ca unitatea; cu alte cuvinte, el nu numai că nu diminuează, ci, dimpotrivă, amplifică imaginea. Un asemenea obturator poate fi ușor sincronizat cu fenomenul analizat. Concomitent, el transformă radiația lungimilor de undă „incomode" în „comode", dacă fotocatodul convertorului electrono-optic are sensibilitatea spectrală corespunzătoare.

Trebuie avut în vedere faptul că puterea de separare a convertorului electrono-optic este limitată și, corelat cu aceasta, mărirea opticii de proiecție

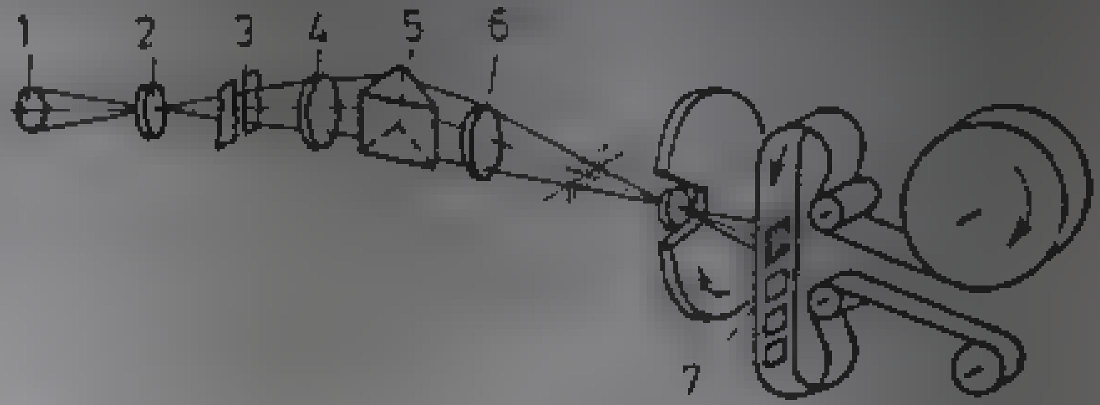


Fig. 7.19. Schema de principiu a unui spectrograf cu aparat de filmat: 1 – sursa de lumină; 2 – condensorul; 3 — fanta; 4 – obiectivul colimatorului; 5 – sistemul de dispersie; 6 – obiectivul camerei; 7 — aparatul de filmat.

trebuie aleasă astfel încît să nu se piardă detalii importante ale spectrului înregistrat.

Ca exemplu, cităm lucrarea [7.28], în care a fost folosit drept obturator un convertor electrono-optic pentru fotografierea spectrului de descărcare prin scînteie în hidrogen, cu o expunere de 1 μs.

Spectrografe cu aparat de filmat. Schema de principiu a unui cinespectrograf este dată în figura 7.19. De obicei, un cinespectograf constă dintr-un spectrograf stigmatic și un aparat de filmat, uneori asamblate constructiv.

Se poate efectua o filmare cadru cu cadru a spectrelor astigmatice. Însă informația asupra distribuției spațiale a strălucirii obiectului se va pierde, în acest caz, deja în spectrograf, încît încercarea de a o păstra prin fotografiere cadru cu cadru nu are sens. În asemenea cazuri este preferabilă folosirea explorării continue a spectrului, care este tehnic mai simplă.

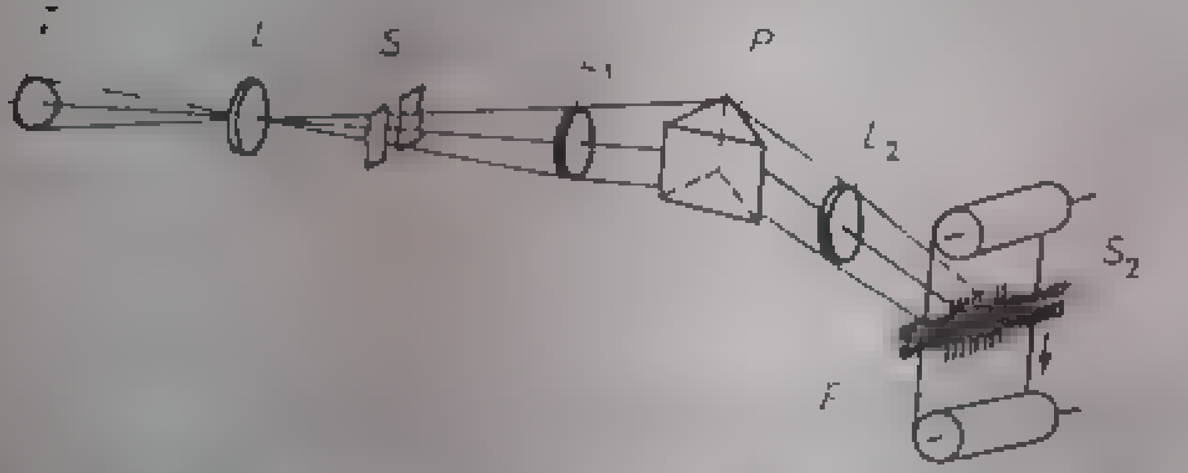
Cu aparat de filmat pentru înregistrarea spectrelor se poate folosi oricare dintre aparatele indigene destinate filmării cadru cu cadru. Majoritatea lor sînt descrise amănunțit în lucrarea [7.23]. În particular, cele mai folosite sînt СФР-2М, în regim de lupă de timp cu frecvența de fotografiere de pînă la $2{,}6 \cdot 10^6$ cadre/s, ФП-22 (10^5 cadre/s), ЖЛВ-2М (pînă la $4{,}5 \cdot 10^6$ cadre/s). Pentru viteze de filmare mai mici se folosește aparatul de filmat СКС-1 (pînă la $8 \cdot 10^3$ cadre/s).

Cuplarea spectrografelor cu aparatul de filmat este recomandabil să se facă nu prin adăugarea de noi piese optice, ci, din contra, prin înlăturarea celor de prisos – aparatul de filmat, focalizat la infinit, întreaga parte casetă cameră a spectrografelor fiind înlocuită cu o cameră interșanjabilă, de pildă, ПСП-51. Uneori, din considerente constructive, acest deziderat nu este posibil de realizat, fiind nevoie ca aparatele să fie cuplate cu ajutorul unor obiective suplimentare. Optica suplimentară este introdusă și în cazul în care trebuie corelată mărirea aparatului spectral cu puterea de separare a aparatului de filmat.

Industria noastră livrează adaptoarele spectrale speciale, cu prismă sau cu rețea, СП-77 și СП-78, care sînt destinate funcționării împreună cu aparatul de filmat СФР-2М. Viteza maximă de înregistrare este în acest caz de 625 mii de spectre, avînd dimensiunea de 1×1 cm^2 pe secundă.

§ 6. SPECTROCRONOGRAFE

Spectrocronograful (7, 9, tab. 7.1) este aparatul în care se realizează explorarea prin baleiaj continuu cu fanta a tabloului spectral cu desfășurare în timp [7.23]. De obicei, aceste aparate funcționează cu înregistrare fotografică, cu toate că în principiu sînt posibile și alte metode de înregistrare, de exemplu, un sistem de recepție ca în televiziune, cu memorie magnetică. Partea necesară a oricărui spectrocronograf este o fantă diafragmă temporală, care separă o porțiune îngustă din spectrul înregistrat sau limitează spectrul pe înălțime. Fanta temporală (sau imaginea ei) și suprafața sensibilă se deplasează una față de alta în direcție perpendiculară pe fantă.



Spectrocronograf cu fante încrucișate: I — sursa de lumină; L — condensorul; S_1 — fanta de intrare; L_1, L_2 — obiectivele colimatorului și respectiv, camerei; F — pelicula în mișcare; P — prisma; S_2 — fanta temporală.

Fanta temporală poate fi așezată paralel cu direcția de dispersie a aparatului spectral. În acest caz fanta spectrală și fanta de timp sînt încrucișate și împreună separă numai un singur punct al sursei de lumină care se află pe direcția intersecției lor, iar spectrocronograful înregistrează strălucirea acestui punct ca funcție atît de lungimea de undă cît și de timp (9, tab. 7.1) (fig. 7.20).

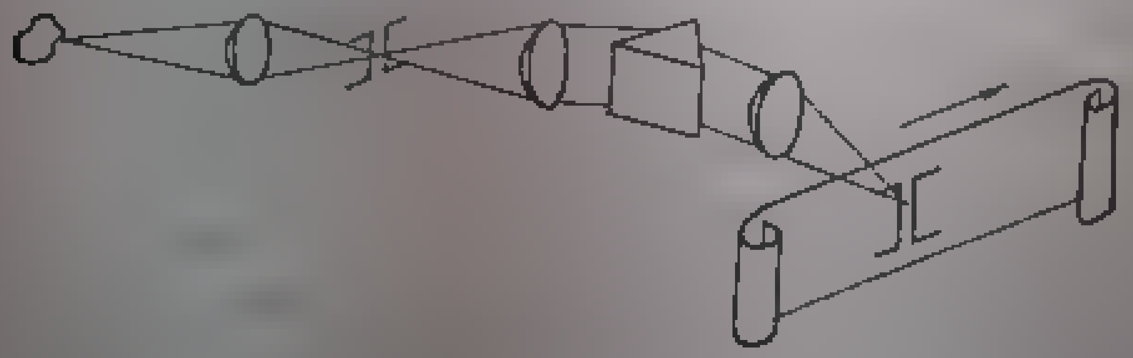


Fig. 7.21. Spectrocronograf în care fanta de ieșire a unui monocromator servește și ca fantă temporală și ca fantă spectrală.

În alte variante fanta temporală este totodată și fanta spectrală a aparatului, care delimitează o porțiune îngustă a spectrului (fig. 7.21). Distribuția iluminării după înălțimea acestei fante reproduce distribuția strălucirii de-a lungul secțiunii alese a sursei. Un asemenea spectrocronograf înregistrează strălucirea sursei de lumină în funcție de coordonate și de timp, pentru o lungime de undă fixată (7, tab. 7.1). Constructiv cele două tipuri de spectrocronografe se deosebesc prin orientarea dispozitivului de explorare față de elementul dispersiv. Ele se pot transforma ușor dintr-unul în altul, fie prin rotirea reciprocă a părților, fie introducînd un dispozitiv optic, care să realizeze rotirea imaginilor (v., de pildă, fig. 7.22).

Spectrocronografele se livrează de către industrie. Ele se pot realiza și în laboratoare pe baza spectrografelor și fotoînregistratorilor. În acest scop se folosesc aparatele de tipul СФР, ЖФР sau altele asemănătoare. Adesea se utilizează și aparate cu pelicule sensibile mobile, care înlocuiesc placa fixă a unui spectrograf obișnuit. În lucrarea [7.29] este descris un fotoînregistrator cu viteza de pînă la 185 m/s. Un astfel de aparat cuplat cu un spectrograf reali-

zează baleiajul dorit cu o rezoluție temporală de ordinul unei fracțiuni de microsecundă.

În figura 7.23 este reprezentată schema de combinare a spectrografului ИСП-51 cu fotoinregistrator standard СФР-2М. În figura 7.24 sînt date desfășurările spectrelor unei scîntei laser, obținută la acest aparat prin baleierea

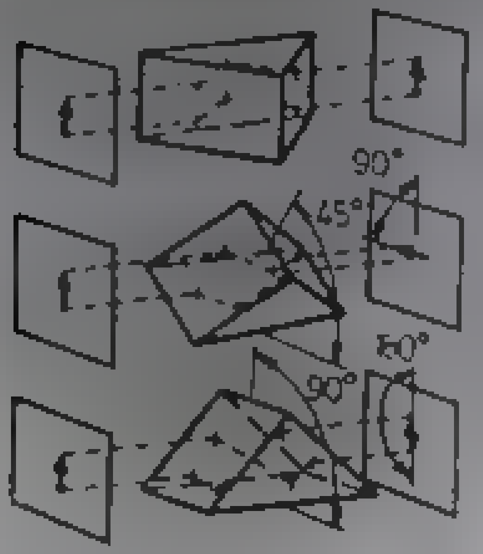


Fig. 7.22. Rotirea imaginii cu ajutorul unei prisme.

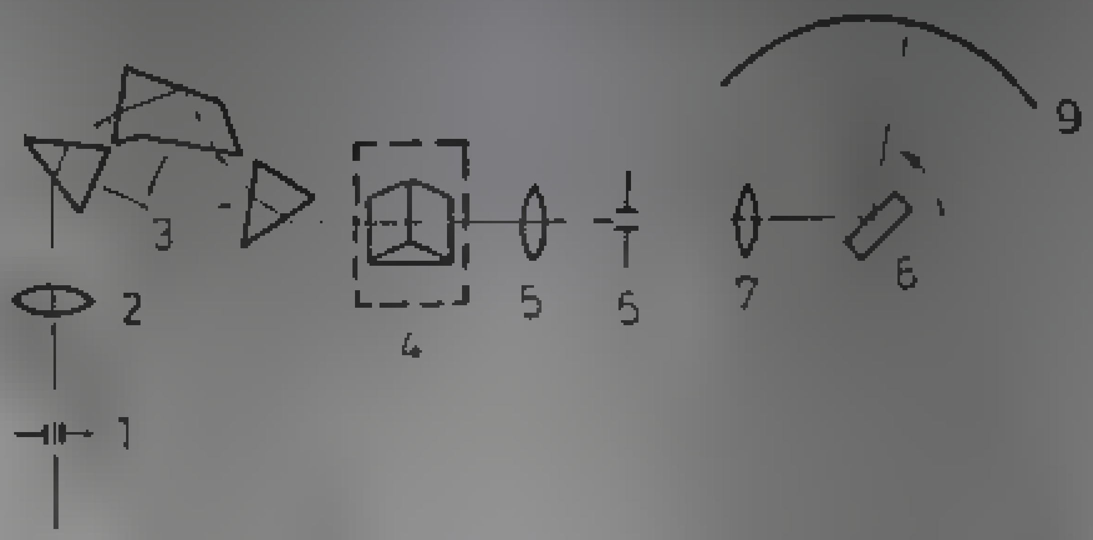


Fig. 7.23. Schema de ansamblare a unui spectrograf ИСП-51 cu fotoinregistratorul СФР-2М: 1–3 — fanta, obiectivul colimatorului și sistemul de dispersie ale aparatului ИСП-51; 4 — prisma Dove (care, pentru obținerea explorării prin baleiaj este plasată transversal pe dispersie); 5, 7 — obiectivele aparatului СФР-2М; 6 — fanta temporală; 8 — oglinda rotitoare; 9 — pelicula.

după și perpendicular pe direcția dispersiei. Rotirea fantei temporale față de fanta spectrală se efectuează în acest caz prin interducerea unei prisme (fig. 7.22).

O schemă spectrocronografică se poate realiza și prin combinarea unui spectrograf cu un convertor electrono-optic (v., de pildă, [7.31]).

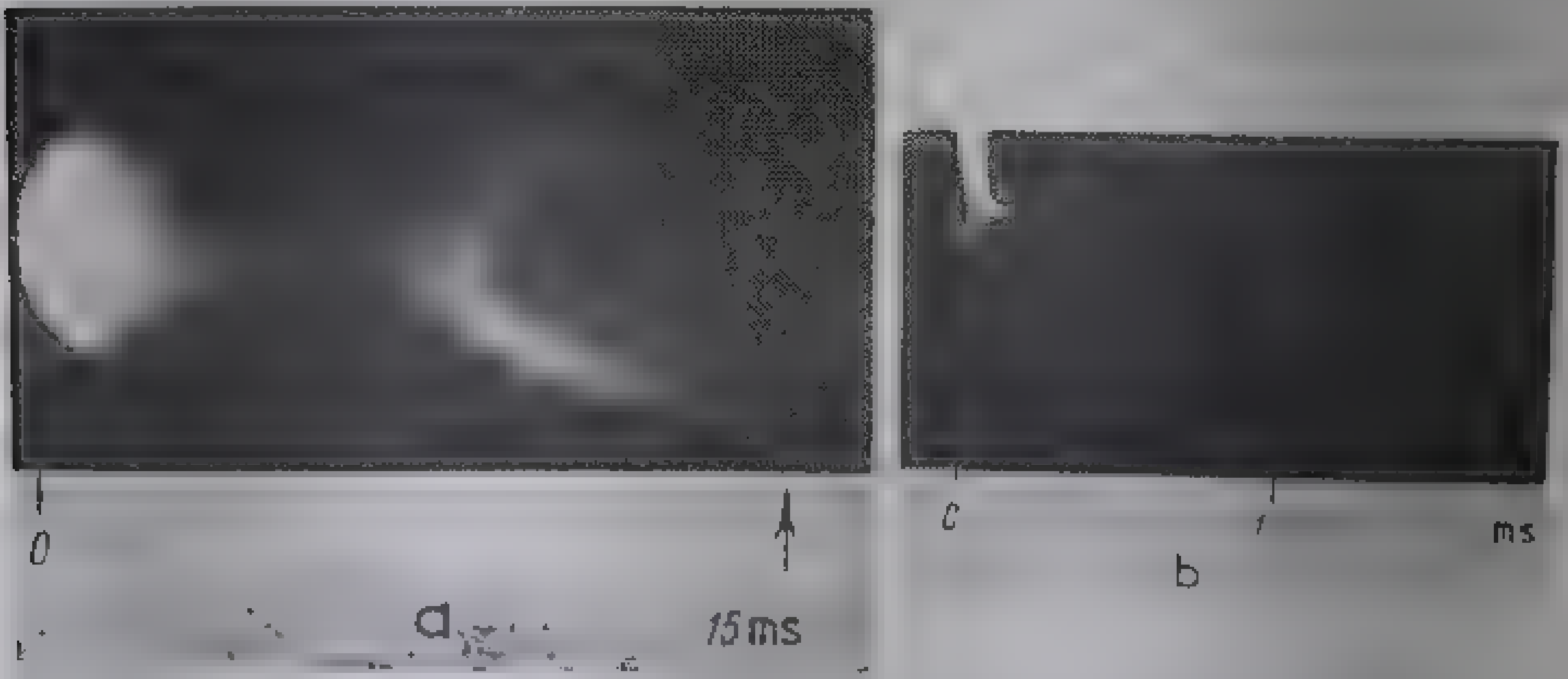


Fig. 7.24. Explorarea prin baleiaj a spectrului unei scîntei laser: a — de-a lungul direcției de dispersie (linia HeI, λ = 5876 Å, a unei scîntei laser în heliu, p = 5 at); b — transversal pe direcția de dispersie (linia H_α, a unei scîntei laser, într-un amestec de hidrogen și heliu, p = 10 at; se vede variația în timp a lărgimii conturului liniei).

Cîteva scheme de spectrocronografe echipate cu explorare prin baleiaj pe cilindru și cu oglindă, precum și prin deplasarea peliculei fotografice sînt date în figurile 7.25–7.27.

Adaptoarele spectrale, pomenite mai sus, СП – 77 și СП – 78, combinate cu aparatul de filmat СФР – 2М (în regim de baleiaj continuu), formează un spectrocronograf cu o rezoluție în timp de pînă la 10^{-8} s.

Mai trebuie să pomenim și spectrocronografele cu rețea, СП – 111 și СП – 112.

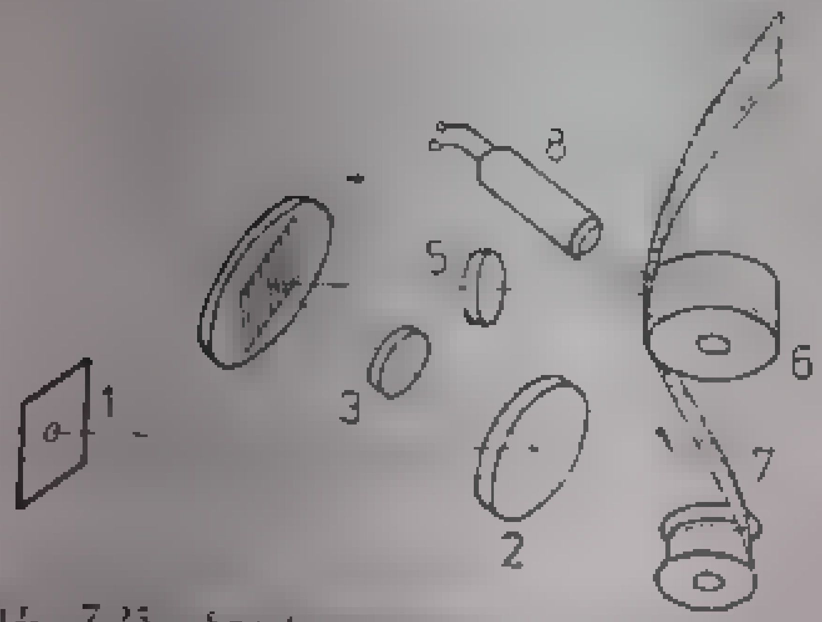


Fig. 7.25. Spectrocronograf cu deplasarea peliculei [7.23]: 1 – diafragmă, 2 – oglindă plană, 3 – obiectivul colimatorului, 4 – rețea de difracție, 5 – obiectivul camerei, 6 – mecanismul de antrenare a filmului, 7 – filmul fotografic, 8 – marcarea momentelor de timp.

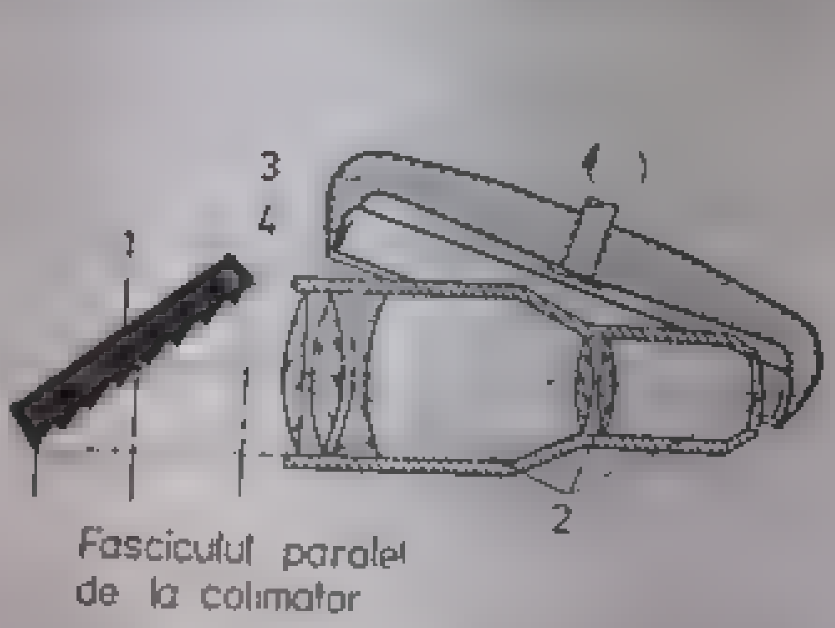


Fig. 7.26. Spectrocronograf cu explorare cilindrică [7.33]: 1 – rețea de difracție, 2 – obiectivul camerei, 3 – cilindrul, 4 – pelicula fotografică.

Aparatul СП – 111 [7.34] este un spectrocronograf cu oglinzi cu trei fețe, care se rotesc în vid; el are o rezoluție temporală de 10^{-8} s, o deschidere relativă de 1/8, timpul de înregistrare 50 – 2 000 μs. Dispersia liniară este de 41 – 7 Å/mm (în funcție de rețeaua interșanjabilă folosită).

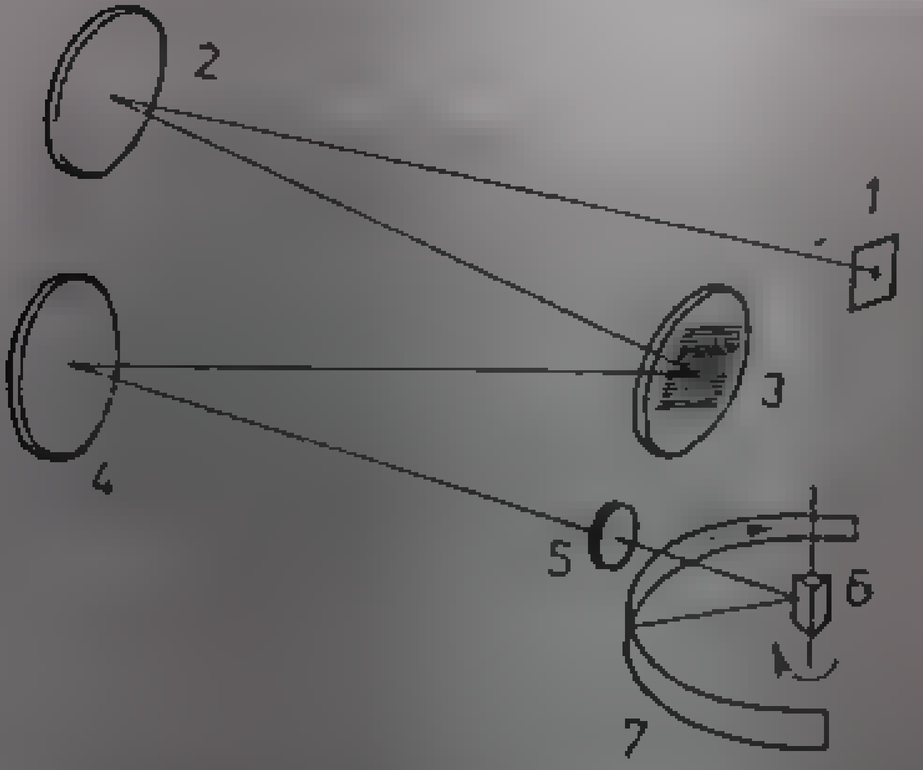


Fig. 7.27. Schema optică a unui spectrograf ultrarapid cu oglindă triedrică rotitoare [7.32]: 1 – fanta spectrală și fanta temporală, 2 – oglinda colimatorului, 3 – rețeaua de difracție; 4 – oglinda camerei, 5 – sticla de protecție, 6 – oglinda rotitoare triedrică, 7 – pelicula fotografică.

Spectrocronograful de tipul cu cilindru СП – 112, [7.35] are o deschidere relativă foarte mare (1:2 – 1:3) și o rezoluție temporală de 10^{-7} s.

Pentru explorarea în timp a spectrului se mai poate folosi și un disc cu o deschizătură, care se rotește, plasat fie în fața fantei de intrare a unui aparat stigmatic, fie direct în fața peliculei foto a unui aparat de orice tip. Rotirea discului este necesar să fie sincronizată cu procesul de studiat. Această schemă permite înregistrarea spectrelor provenite de la un mare număr de scînteieri. Ea a fost folosită pentru obținerea unor spectre separate în timp ale plasmei de

înaltă temperatură pe instalația „Alfa" [7.46]. Discul care se rotește, cu diametrul de 30 cm și o fantă de 0,5—2 mm, era plasat imediat în fața fantei unui spectrograf ДСФ—8. Viteza de trecere a diafragmei prin fața fantei este de 5m/s. Rezoluția temporală este de 100 μs.

O explorare analoagă a spectrului se obține și prin folosirea drept condensor a unei oglinzi concave rotitoare, care proiectează sursa în diferitele faze ale arderii ei, pe diferite locuri de pe fanta spectrografului [7.26].

Spectrocronografele cu explorare pe cilindru și cu oglindă sînt mai eficace decît aparatele cu discuri sau cu oglinzi rotitoare. În aparatele de ultimul tip în fiecare moment se înregistrează numai o parte neînsemnată a fluxului luminos trimis de sursă spre aparat.

În prezent aparatele spectrale cu rezoluție temporală, printre care sînt incluse și amplificatorii electrono-optici și tuburile de televiziune, sînt livrate de industrie.

Vom descrie aici, pe scurt, aparatul UF—76 livrat de firma Koderg (Franța). Partea de dispersie constă dintr-un monocromator dublu, cu rețea, montat după o schemă Czerny-Turner. După ce a trecut prin primul monocromator, spectrul este proiectat în planul unei fante intermediare largi, care decupează domeniul spectral necesar. După ce trece prin cel de al doilea monocromator, porțiunea din spectru este focalizată pe ecranul unui amplificator electrono-optic cu trei cascade, de pe al cărui ecran de ieșire este transmisă de un obiectiv pe ecranul unui vidicon.

Fig. 7.28. Aparatul spectral cu rezoluție temporală UF—76, livrat de firma Koderg.

În funcție de rețelele fixate în aparat, limitele de rezoluție sînt de 10 la 1 Å. Domeniul spectral ce poate fi explorat este la 3500—8000 Å. Observarea se face pe un ecran de televizor, spectrul putînd fi înregistrat de un osciloglaf cu memorie sau pe o bandă magnetică. Timpul de înregistrare este de 60 μs. Desfășurarea în timp a spectrului se poate realiza mecanic (cu o oglindă sau cu o prismă rotitoare) sau prin baleierea imaginii electronice a spectrului pe ecranul unui amplificator electrono-optic, cu un cîmp electric sau magnetic. Înfățișarea generală a aparatului este dată în figura 7.28.

Capitolul 8

APARATE SPECTRALE CU MODULAȚIE SELECTIVĂ. SPECTROMETRUL HADAMARD

Toate aparatele spectrale care au fante au un neajuns comun: pentru mărirea fluxului luminos care trece prin aparat este necesar să se mărească lărgimea fantei; din această cauză, se lărgește conturul instrumental și, în consecință, se înrăutățește rezoluția.

Un alt neajuns principal al aparatelor spectrale obișnuite îl constituie numărul mic de elemente spectrale, m, înregistrate concomitent. Numai prin înregistrare fotografică m atinge valori extrem de mari (uneori zeci de mii); el este determinat de domeniul de înregistrare și de puterea de separare practică, R,

$$m = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R \frac{d\lambda}{\lambda}. \tag{8.1}$$

Însă sensibilitatea scăzută a plăcilor fotografice, neliniaritatea lor ca receptori de radiație, modul complicat de gradare precum și domeniul limitat al sensibilității lor spectrale (v. cap. 12) fac ca în multe cazuri să fie preferați, iar uneori să reprezinte unicul mijloc ce poate fi folosit, receptorii fotoelectrici sau termici. În acest caz, numărul maxim de intervale spectrale înregistrate simultan este de ordinul unităților sau al zecilor, în cele mai bune cuantometre. Restul radiației nu este folosită, astfel încît o informație prețioasă asupra sursei de lumină se pierde, complet irecuperabil.

Aceste circumstanțe au stimulat în ultimii 15—20 de ani elaborarea unei întregi serii de aparate bazate pe principii cu totul noi și în care inconvenientele expuse mai sus sînt înlăturate. În noile tipuri de aparate se caută să se obțină de obicei o mărire a factorului geometric al aparatului (spectrometrul Girard, SISAM) sau se urmărește creșterea numărului de intervale înregistrate simultan (spectrometrul Hadamard) sau, în fine, mărirea lor concomitentă — atît a factorului geometric cît și a numărului de intervale înregistrate simultan (spectrometre Fourier).

Toate aparatele de acest gen sînt sensibil mai complicate ca construcție și ca exploatare decît aparatele construite după schemele clasice, obișnuite. Utilizarea lor este indicată numai atunci cînd precizia măsurătorilor energetice din spectre este limitată la zgomotele datorită receptorului de radiație. Într-adevăr, presupunînd că zgomotul receptorului nu depinde de fluxul care cade pe el, rezultă imediat că raportul semnal/zgomot este direct proporțional cu mărimea semnalului. Pentru mărirea acestui raport, care determină precizia măsurătorilor, este deci necesar să mărim printr-un procedeu sau altul fluxul luminos măsurat.

În acele cazuri însă în care principala cauză a erorilor de măsurare o constituie fluctuațiile sursei de lumină, a cărei valoare absolută este proporțională

cu rădăcina pătrată din cantitatea de fotoni înregistrați, adică cu $(N_\lambda)^{1/2}$ (7.3) mărirea lui N_λ, obținută ca rezultat al utilizării metodelor descrise în cele ce urmează, nu va duce la o creștere a preciziei de măsurare. Din această cauză, mărirea numărului de intervale înregistrate simultan duce la un cîștig (cîștigul Fellgett) numai atunci cînd zgomotele sînt determinate de zgomotele proprii receptorului, adică pentru studiul părții infraroșii a spectrului, pentru care randamentul cuantic al receptorilor este mic. Pentru receptorii cu zgomot mic cu randamente cuantice relativ mari (fotocatod, emulsie fotografică) metodele descrise nu dau avantaje însemnate, astfel încît ele sînt folosite mai ales în studiul domeniului infraroșu al spectrului, în care sîntem nevoiți să folosim receptori cu o sensibilitate destul de mică, ale căror zgomote proprii sînt relativ mari. Așa se explică de ce, atît spectrometrele Fourier, cît și cele analoage lor se utilizează cu succes în domeniul infraroșu al spectrului, inclusiv în infraroșul îndepărtat. Iată de ce ne vom mărgini numai la o extrem de scurtă expunere a lor.

Mărirea factorului geometric al aparatului SISAM și a spectrometrului Girard, în comparație cu spectrometrele obișnuite duce la un cîștig atît în domeniul vizibil, cît și în domeniul infraroșu. Însă acest cîștig este mai mic decît acela care rezultă direct din considerații geometrice, deoarece în aparatele de acest tip, în procesul măsurării, pe receptor cade un fascicul luminos mare de radiație nemodulată, ceea ce conduce, inevitabil, la mărirea erorilor. Această împrejurare determină faptul că aceste aparate sînt mai eficace în domeniul infraroșu [8.1].

§ 1. APARATE CU MODULAȚIA SELECTIVĂ A AMPLITUDINII

SISAM. Acest aparat a fost propus în 1957 de P. Connes [8.2], [8.3]. Schema de principiu a instalației este dată în figura 8.1.

Lumina de la diafragma D este colimată de lentila L_1 și ajunge la interferometrul Michelson. Oglinzile lui sînt înlocuite cu două rețele identice, G_1 și G_2,

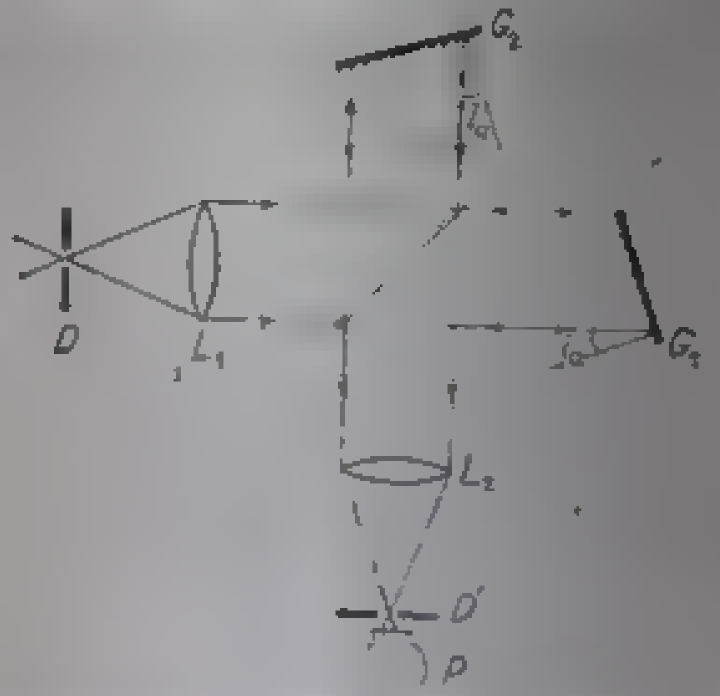


Fig. 8.1. Schema de principiu a unui SISAM.

înclinate cu același unghi, i_a, față de direcțiile fasciculelor, care parcurg cele două brațe ale interferometrului. În acest caz, după direcția fasciculelor vor fi trimise razele cu lungimea de undă λ_a, care satisface condiția de autocolimare (unghiul de incidență, i_a, este egal cu unghiul de difracție)

$$\lambda_a = \frac{2d \sin i_a}{k}, \qquad (8.2)$$

în care d este constanta rețelei, iar k ordinul spectrului.

Fie ca una dintre rețele să se miște pe direcția razei axiale a interferometrului, cu viteza v. Atunci diferența de drum Δ dintre cele două fascicule care interferează va varia după legea $\Delta = 2vt$. Variația diferenței de drum determină o variație periodică a intensității fasciculului luminos, care, trecînd prin diafragma D', cade pe receptorul P,

$$I_{\lambda_a} = I_{0\lambda_a}\left(1 + \cos\frac{4\pi vt}{\lambda_a}\right). \tag{8.3}$$

Prin urmare, energia la ieșire, pentru lungimea de undă λ_a este modulată cu frecvența $\nu_{mod} = 2v/\lambda_a$, profunzimea modulației fiind

$$\gamma = \left(\frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}\right) = 1.$$

Este ușor de arătat că adîncimea modulației pentru lungimile de undă λ se va micșora pe măsura creșterii diferenței $\lambda - \lambda_a$.

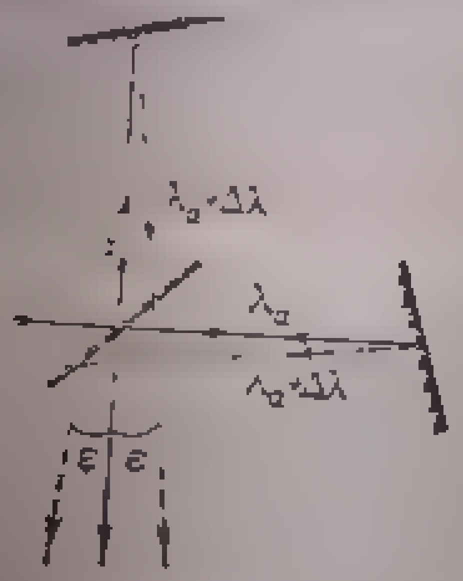


Fig. 8.2. Calculul frecvenței spațiale a franjelor de interferență

Într-adevăr, să considerăm interferența razelor cu lungimea de undă $\lambda = \lambda_a + \Delta\lambda$. Ele sînt deviate față de razele care se propagă după axă, cu unghiul mic ε (fig. 8.2), dat de formula

$$\varepsilon = \frac{k}{d\cos i_a}\Delta\lambda. \tag{8.4}$$

Aici $k/(d\cos i_a)$ este dispersia unghiulară a rețelei. Razele cu lungimea de undă λ, care pleacă de la ambele rețele, se vor intersecta sub unghiul 2ε. Ca urmare a intereferenței acestor raze, iau naștere o serie de franje de interferență, paralele cu trăsăturile rețelei (v. fig. 14.2). Frecvența spațială a acestor franje, în planul lentilei L_2, va fi

$$\nu = \frac{2\sin\varepsilon}{\lambda_a}$$

sau, ținînd cont de faptul că ε este mic,

$$\nu = \frac{2\varepsilon}{\lambda_a} = \frac{2k\Delta\lambda}{\lambda_a d\cos i_a}, \tag{8.5}$$

de unde, distanța dintre franje este

$$l = \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda_a d\cos i_a}{2k\Delta\lambda}. \tag{8.6}$$

Proiecția Q' a rețelei pe planul lentilei L_2 va avea lărgimea

$$Q' = Q \cos i_a,$$

Q fiind lărgimea rețelei.

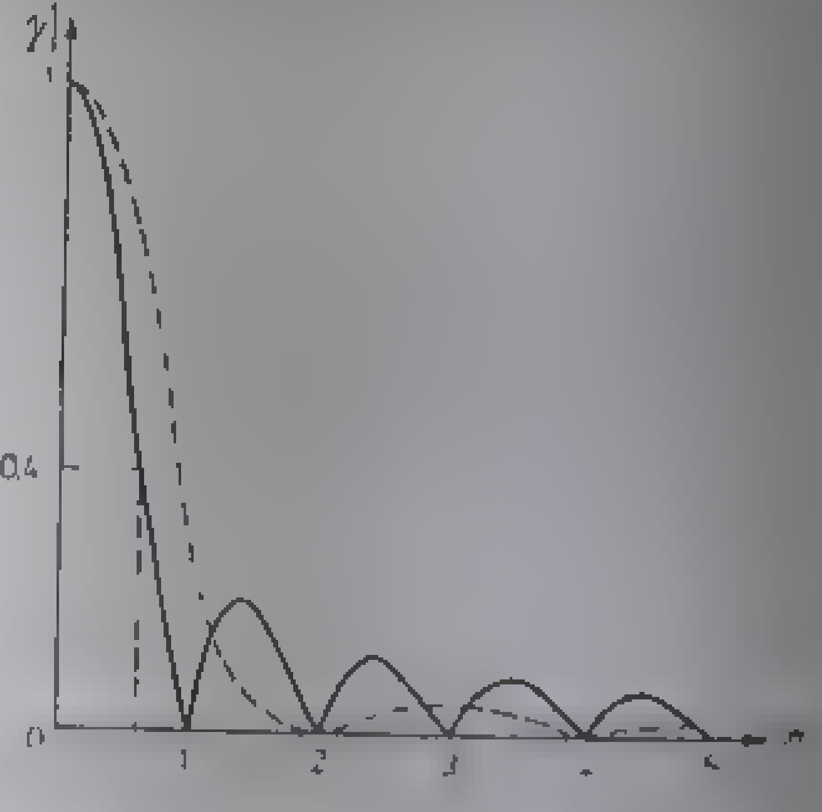
Așadar, numărul total de franje care acoperă lentila L_2 va fi

$$n = \frac{Q \cos i_a}{l} = \frac{2\varepsilon Q \cos i_a}{\lambda_a} = \frac{2Qk\Delta\lambda}{\lambda_a d}. \quad (8.7)$$

Fie ca semnalul receptorului să fie inscris cu ajutorul unui amplificator de curent alternativ. Atunci semnalul înregistrat va fi proporțional cu intensitatea radiației și cu profunzimea modulației lui. Cu cît n este mai mare, cu atît adîncimea de modulație va fi mai mică.

Într-adevăr, atunci cînd rețeaua dintr-un braț al interferometrului este deplasată, sistemul de franje se va deplasa într-o direcție perpendiculară pe franje. Variația fluxului de energie care trece prin lentilă este provocată numai de trecerea franjelor periferice peste margini. Cu cît numărul de franje care sînt cuprinse pe lentilă este mai mare, cu atît va fi mai mică contribuția la fluxul total de energie a fiecărei franje în parte și cu atît este deci mai mică variația acestuia cînd tabloul de interferență se deplasează. Cînd pe întreg diametrul lentilei este cuprins un număr întreg de franje de interferență ($n = 1, 2, 3, \ldots$), profunzimea modulației, γ, devine zero. Acest fapt este ilustrat de figura 8.3, în care este reprezentată variația profunzimii de modulație (a mărimii proporționale cu semnalul înregistrat la ieșirea amplificatorului) în funcție de numărul de franje care se cuprind pe întreaga apertură a lentilei L_2. Această curbă reprezintă, de fapt, funcția de aparat. Prin urmare, funcționarea aparatului se bazează

Fig. 8.3. Dependența profunzimii modulației de numărul de franje care sînt cuprinse de apertura L_2. Punctat este reprezentată aceeași dependență în cazul apodizării.



pe principiul modulației selective (în funcție de lungimea de undă) a amplitudinii, cu ajutorul unui interferometru. De aici și denumirea aparatului : spectrometru cu modulație interferențială selectivă a amplitudinii (SISAM) de la inițiale cuvintelor denumirii în limba rusă : spektrometr s interferenționnoi amplitudnoi moduleației.

Pentru obținerea funcției de aparat a unui SISAM, să examinăm distribuția iluminării pe diafragma de ieșire, pentru lungimea de undă

$$\lambda = \lambda_a + \Delta\lambda.$$

Această distribuție în spațiu și în timp va fi dată, analog cu (8.3), de funcția

$$I_\lambda = I_{0\lambda}\left[1 + \cos\left(\frac{4\pi v t}{\lambda_a} + 2\pi\nu x\right)\right] \tag{8.8}$$

sau, ținînd cont de (8.5),

$$I_\lambda = I_{0\lambda}\left[1 + \cos\frac{2\pi}{\lambda_a}\left(2vt + \frac{2k\Delta\lambda x}{d\cos i_a}\right)\right]. \tag{8.9}$$

Prin diafragmă va trece fluxul luminos

$$W_\lambda = I_{0\lambda}\int_0^{Q\cos i_a}\left[1 + \cos\frac{2\pi}{\lambda_a}\left(2vt + \frac{2k\Delta\lambda}{d\cos i_a}x\right)\right]dx \tag{8.10}$$

Efectuînd integrarea se obține

$$W_\lambda = I_{0\lambda}Q\cos i_a\left[1 + \frac{\sin\frac{2\pi kQ\Delta\lambda}{\lambda_a d}}{\frac{2\pi kQ\Delta\lambda}{\lambda_a d}}\cos\frac{2\pi}{\lambda_a}\left(2vt + \frac{k\Delta\lambda Q}{d}\right)\right]. \tag{8.11}$$

Profunzimea de modulație a acestei funcții,

$$\gamma = \frac{\sin(2\pi kQ\Delta\lambda/\lambda_a d)}{2\pi kQ\Delta\lambda/\lambda_a d} = \frac{\sin\pi n}{\pi n}, \tag{8.12}$$

va fi tocmai funcția de aparat a SISAM-ului, al cărei modul este reprezentat în figura 8.3.

Funcția (8.12) devine într-adevăr zero, așa cum rezultă din analiza cantitativă, atunci cînd n sînt numere întregi. Trecerea prin nod este însoțită de schimbarea de semn a fazei modulației.

Puterea de separare a SISAM-ului. Pentru calculul puterii de separare se utilizează criteriul Rayleigh, luînd limitele de separare $\Delta\lambda$ egale cu lărgimea funcției de aparat pentru ordonata $\gamma = 0,4$ de la maxim. Din figura 8.3 rezultă aproximativ că valorii lui $\gamma = 0,4$ îi corespunde $n \approx 2/3$, de unde, conform cu (8.7), avem

$$\frac{4}{3} = 2\frac{Q}{d}k\frac{\Delta\lambda}{\lambda}. \tag{8.13}$$

Înlocuind Q/d prin numărul de trăsături ale rețelei, N, și pe $\lambda/\Delta\lambda$ cu puterea de separare, R, obținem

$$R = \frac{3}{2}kN. \tag{8.14}$$

Prin urmare, puterea de separare a unui SISAM este o dată și jumătate mai mare decît a unui spectrometru cu o aceeași rețea și cu o fantă infinit îngustă.

Înălțimea maximelor secundare ale funcției de aparat a SISAM-ului este considerabil mai mare, ceea ce face dificilă analiza liniilor de absorbție și înrăutățește rezoluția liniilor slabe din apropierea celor intense.

Pentru micșorarea maximelor secundare se poate folosi apodizarea — pe rețea se fixează o diafragmă de formă rombică, micșorînd înălțimea trăsăturilor de la margine. Forma conturului de aparat a SISAM-ului cu apodizare este trasată punctat pe figura 8.3. În acest caz, lărgimea conturului se mărește de aproximativ o dată și jumătate*.

Factorul geometric al SISAM-ului. Avantajul SISAM-ului față de un spectrometru cu rețea apare numai în cazul în care dimensiunile unghiulare admisibile ale diafragmei D_2 sînt de cîteva ori mai mari decît dimensiunile unghiulare ale fantei de ieșire a unui spectrometru cu aceeași rețea de difracție, care realizează aceeași putere de separare. De același număr de ori crește și valoarea factorului geometric și, în consecință, și luminozitatea aparatului.

Dimensiunile unghiulare admisibile, Ω, ale diafragmei D_2 a unui SISAM, sînt aceleași ca și pentru interferometrul Fabry–Pérot și se determină, în special, cu ajutorul puterii de separare necesare, R,

$$\Omega_{SISAM} = \frac{2\pi}{R}\,\text{sr}. \tag{8.15}$$

Pentru o rețea în montaj de autocolimație, dimensiunile unghiulare ale fantei se determină tot cu ajutorul puterii de separare a aparatului

$$\Omega_{rețea} = \frac{2\beta\,\mathrm{tg}\,i_a}{R}\,\text{sr}, \tag{8.16}$$

β fiind înălțimea unghiulară a fantei, iar i_a unghiul de incidență și de difracție. De aici, cîștigul în luminozitate pe care-l obținem cu un SISAM este egal cu $\pi/(\beta\,\mathrm{tg}\,i_a)$.

Însă, avînd în vedere diafragma de apodizare, care închide jumătate din suprafața rețelei, și pierderea a mai mult de jumătate din lumina pe oglinda de divizare a fasciculelor din interferometru, obținem un cîștig de patru ori mai mic

$$g = \frac{\pi}{4\beta\,\mathrm{tg}\,i_a}. \tag{8.17}$$

Pentru $\beta = 0{,}01$, $\mathrm{tg}\,i_a = 0{,}3$ ($i_a = 17°$), valoarea ce se obține este în jur de 250. Pentru partea de lungimi de undă mici a spectrului, avantajul SISAM-ului scade substanțial, datorită faptului că pe receptor ajunge odată cu o parte modulată a radiației și o parte nemodulată. Datorită acestui fapt crește nivelul de zgomot la ieșire. În domeniul spectral al lungimilor de undă scurte zgomotul este determinat de valoarea totală a fluxului luminos, în timp ce în cazul receptorilor de sensibilitate mică, pentru radiația infraroșie, zgomotul principal este legat de zgomotele proprii ale detectorului și nu depinde, în limite largi, de mărimea fluxului de radiație incident pe detector.

SISAM-ul CII – 101. Schema SISAM-ului propusă de Connes este prea sensibilă la vibrații și la variații de temperatură. Față de aceasta, schema SISAM din CII – 101, elaborată la Institutul de stat pentru optică, în care, după mai multe reflexii, razele fac o rotație completă, prezintă avantaje indiscutabile [8.4]. Schema lui optică și aspectul general sînt date în figura 8.4. Fasciculul de la sursa de analizat, 1, luminează diafragma de intrare a aparatului, 2, și, după reflexia pe oglinda plană, 3, și oglinda parabolică de colimație, 4, este

---

* După cum au arătat de curînd I. P. Parșin și V. M. Arhipov, intensitatea maximelor secundare este cu mult mai mică dacă se ține cont de difracția luminii pe rețelele SISAM-ului, ceea ce face inutilă utilizarea apodizării.

divizat de lama 5 în două ramuri, orientate una în sensul acelor de ceas, iar cealaltă în sens contrar. După ce suferă o dublă difracție pe rețelele 6 și 7 și sînt reflectate de oglinda 8, fasciculele se reunesc din nou pe divizorul de lumină, 5, reflectîndu-se pe o a doua oglindă colimatoare, 9, și oglinda plană, 10 ; ele sînt

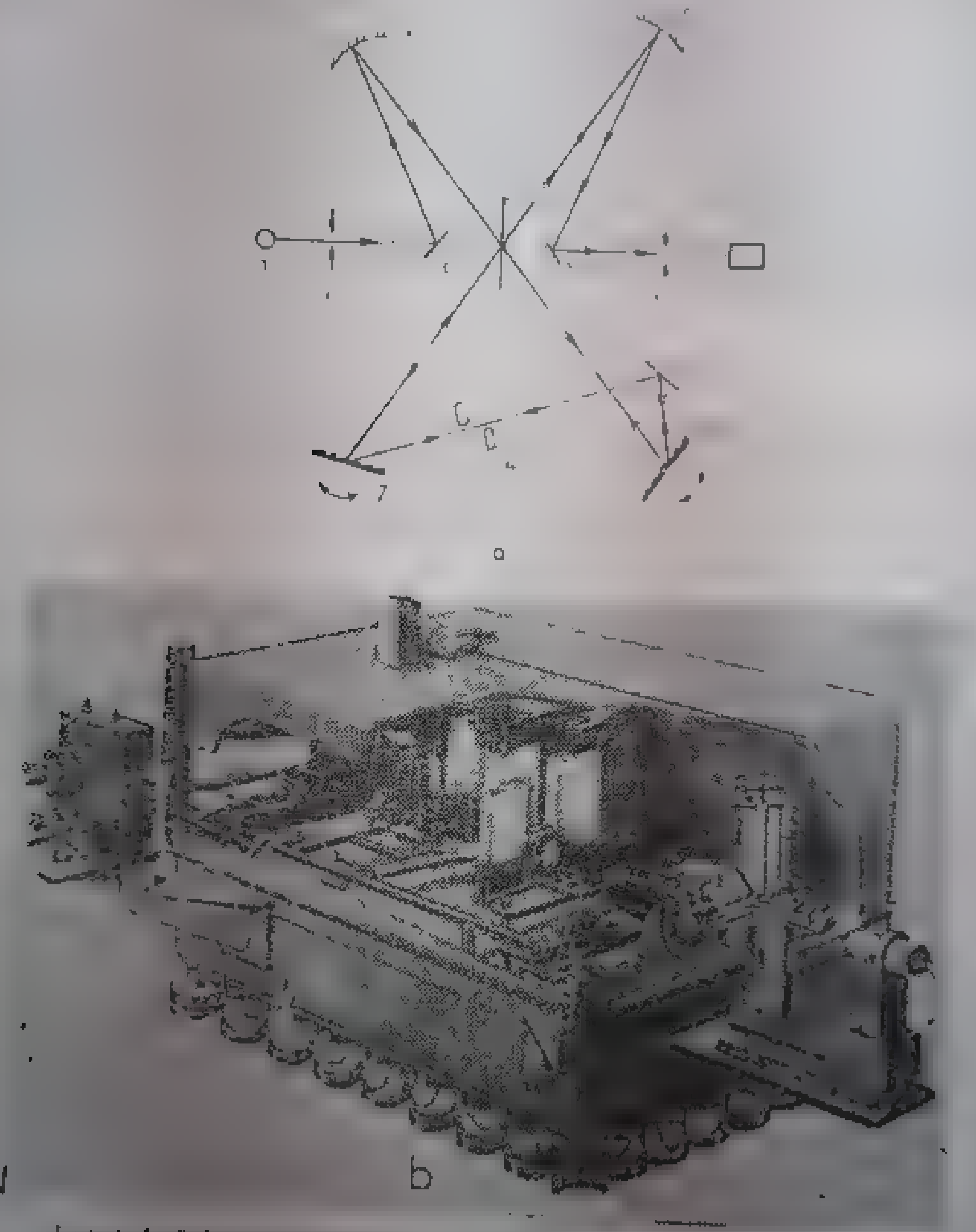


Fig. 8.4. Schema optică (a) și instalația (b) a SISAM-ului 101

focalizate pe diafragma de ieșire, 11, care este proiectată pe detectorul de radiație, 12. Modularea interferențială se realizează prin oscilarea periodică a lamei 13 (14 este o lamă identică, însă nemișcată).

Explorarea spectrului se înfăptuiește prin rotirea rețelelor.

Puterea de separare reală a aparatului CH — 101 este de $5 \cdot 10^3$ (λ6438 Å). În aparat sînt montate două rețele a 110×100 mm², 600 trăsături/mm, ordinul al III-lea. Domeniul de lucru al spectrului — 0,2 — 20 µm, domeniul de explorare, fără adaptarea aparatului — 300 cm^{-1}, dimensiunile $100 \times 120 \times 50$ cm³, masa — 300 kg. Ca receptori de radiație în domeniul lungimilor de undă scurte

este folosit fotomultiplicatorul ФЭУ–26, iar în domeniul lungimilor de undă mari, fotorezistență cu PbS și un receptor optico-acustic.

În prezent se pregătește livrarea în serie a unui SISAM cu marca АСС–456; el este destinat pentru domeniul spectral 0,4–10 µm și are limitele de separare 0,05 cm^{-1} [8.1].

Spectrometrul cu raster al lui Girard [8,5, 8.6]. Există și alte metode de modulație optică selectivă. Una dintre ele — cea cu raster — propusă de Girard,

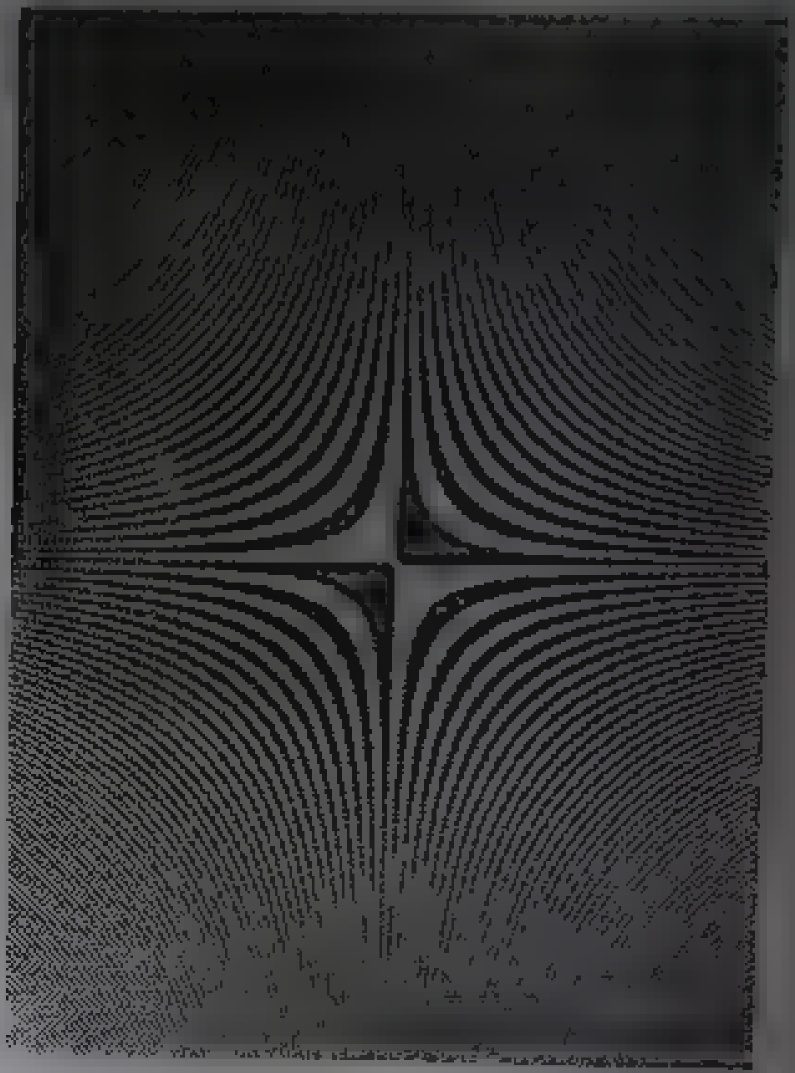


Fig. 8.5. Rasterul format din hiperbolele echilaterale.

a servit ca bază pentru elaborarea de către acesta a unui aparat, livrat în prezent de firma Huet (Franța).

Aparatul este construit după schema lui Ebert, cu oglinzi parabolice. Drept orificiu de intrare al spectrometrului Girard servește un raster din hiperbole echilatere (fig. 8.5). Porțiunile albe ale rasterului sînt transparente, iar cele negre, netransparente și reflectă lumina. Dimensiunile rasterului sînt 30×30 mm^2. La ieșirea aparatului se află un alt raster, realizat sub formă de imagine monocromatică a rasterului de la intrare inclusiv aberațiile caracteristice spectrometrului.

Modulatorul oglindă, D, îndreaptă pe rînd în sistem două imagini ale rasterului de intrare — în lumină transmisă și în lumină reflectată. Pentru o anumită lungime de undă, $\lambda = \lambda_a$, dispozitivul de dispersie al aparatului — o rețea de difracție cu dimensiunile 205×135 mm^2 — și oglinda parabolică a aparatului, care are $F = 2$ m, construiesc imaginea rasterului de intrare pe cel de la ieșire (fig. 8.6). Pentru această lungime de undă, transmisia sistemului va fi egală sau

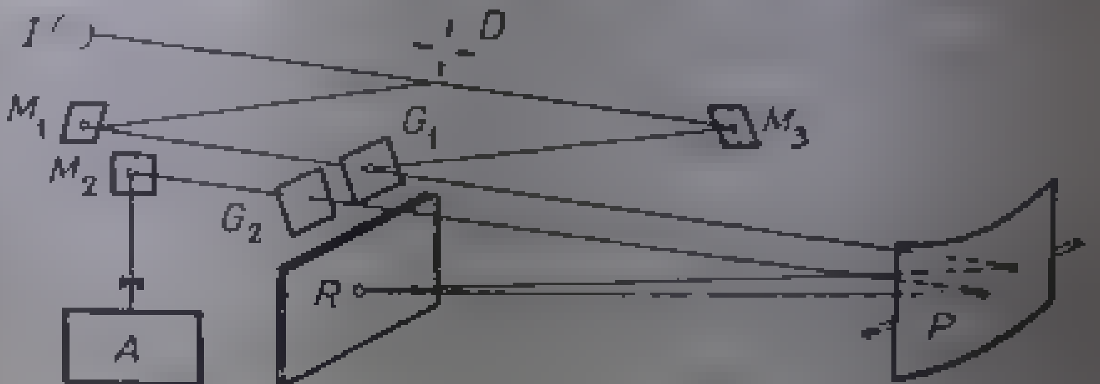


Fig. 8.6. Schema optică a spectrometrului cu raster al lui Girard: I — sursa de lumină; D — modulatorul; M_1–M_3 — oglinzi plane; G_1 — rasterul de intrare; G_2 — rasterul de ieșire; P — oglinda parabolică; R — rețeaua de difracție; A — blocul detector-amplificator.

cu unu sau cu zero, după cum rasterele sînt aceleaşi sau complementare unul faţă de celălalt.

Prin urmare, radiaţia cu lungimea de undă λ_0 este modulată în amplitudine cu o profunzime a modulaţiei de 100%. Profunzimea de modulaţie scade repede, odată cu îndepărtarea lui λ de λ_0. Într-adevăr, imaginea rasterului de intrare, pentru $\lambda \neq \lambda_0$, va fi deplasată faţă de rasterul de ieşire. Apar franje de tip moar, cu o frecvenţă cu atît mai mare, cu cît sînt mai puternic deplasate

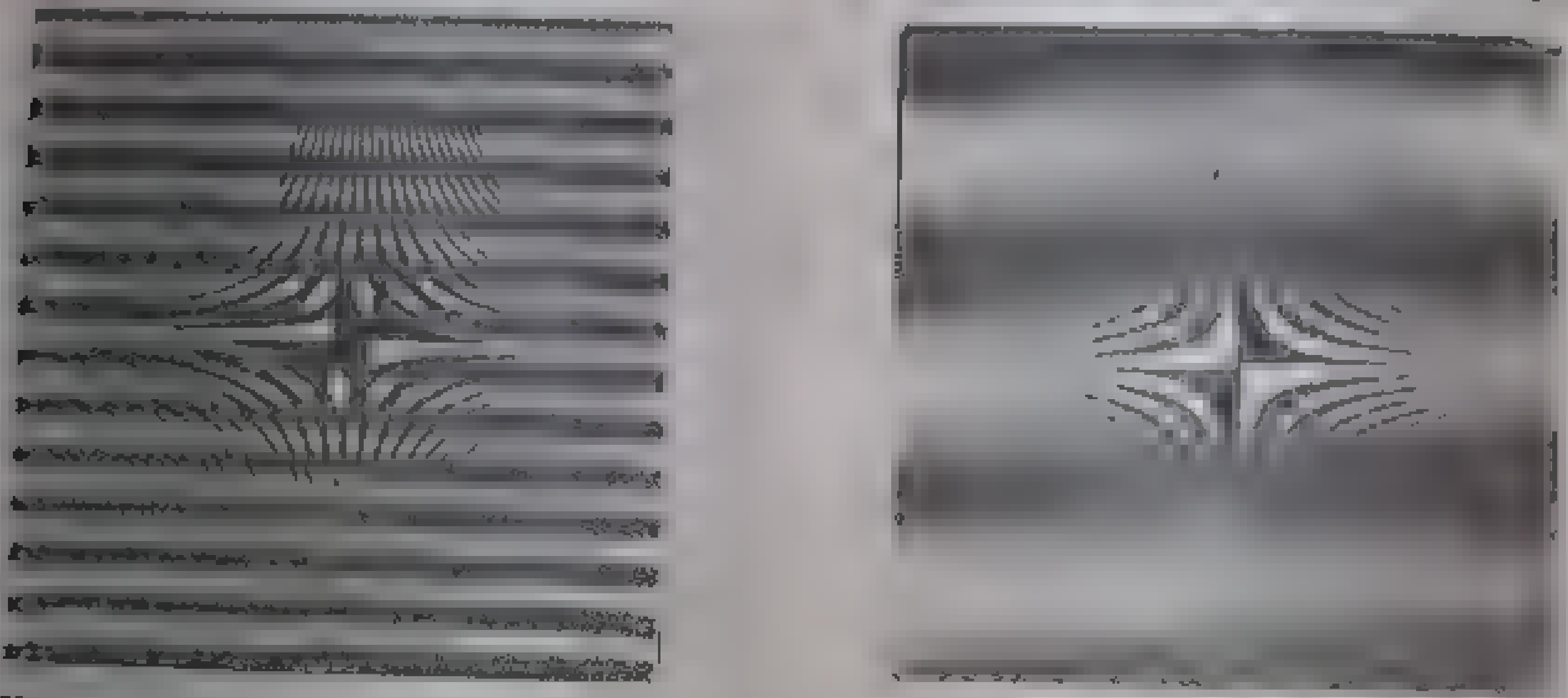


Fig. 8.7. Franje moar, care se obţin prin deplasarea celor două rastere hiperbolice unul faţă de altul.

rasterele (fig. 8.7.) Pentru aceste lungimi de undă, schimbarea imaginii rasterului cu cea complementară, prin rotirea modulatorului produce o modificare neînsemnată a fluxului luminos incident pe receptor — radiaţia va apărea deci slab modulată.

Se înţelege, forma hiperbolică a benzilor rasterului nu este singura posibilă. Au fost propuse şi realizate rastere cu o altă geometrie a plasării elementelor transparente şi opace [8.1].

În particular, s-a arătat că un raster cu orificiile dispuse întîmplător are anumite avantaje faţă de rasterul hiperbolic [4].

Rezoluţia aparatului este determinată de pasul cel mai mic al rasterului. Rasterul hiperbolic cu pasul cel mai mic de 50 μm realizează aceeaşi rezoluţie ca şi o fantă cu lărgimea de 30 μm. În acelaşi timp, cîştigul în luminozitatea aparatului, comparativ cu un aparat corespunzător dar cu fantă, este egal cu jumătate din raportul dintre aria rasterului şi a fantei, adică depăşeşte două ordine de mărime. Conform observaţiilor făcute mai sus cu privire la aparatul SISAM, acest cîştig poate fi mai uşor realizat în domeniul infraroşu al spectrului.

Regimul de lucru descris aici necesită o punere la punct foarte exactă. Un alt regim se realizează în cazul în care oglinda modulatorului este scoasă în afară. Modularea se realizează prin oscilarea unei oglinzi parabolice în jurul unei axe orizontale. În acest regim de funcţionare aparatul are însă o luminozitate de două ori mai mică.

În figura 8.8 este prezentată forma exterioară a aparatului. Masa lui este de 800 kg (aparatul) plus 250 kg (dulapul cu aparatura de măsurări). Lungimea aparatului este în jur de 4 m. Procesul de obţinere a spectrului este acelaşi ca şi în cazul unei explorări obişnuite la un aparat cu reţea de difracţie. Ca exemplu, în figura 8.9 este dată o porţiune a spectrului infraroşu de emisie

pentru CO_2, în flacăra într-un bec Bunsen. Pentru ilustrarea puterii de separare a aparatului, în figura 8.9b este dată banda de absorbție a vaporilor de apă în vecinătatea lui 1879 cm^{-1}.

Fig. 8.8. Aspectul exterior al spectrometrului cu raster al lui Girard.

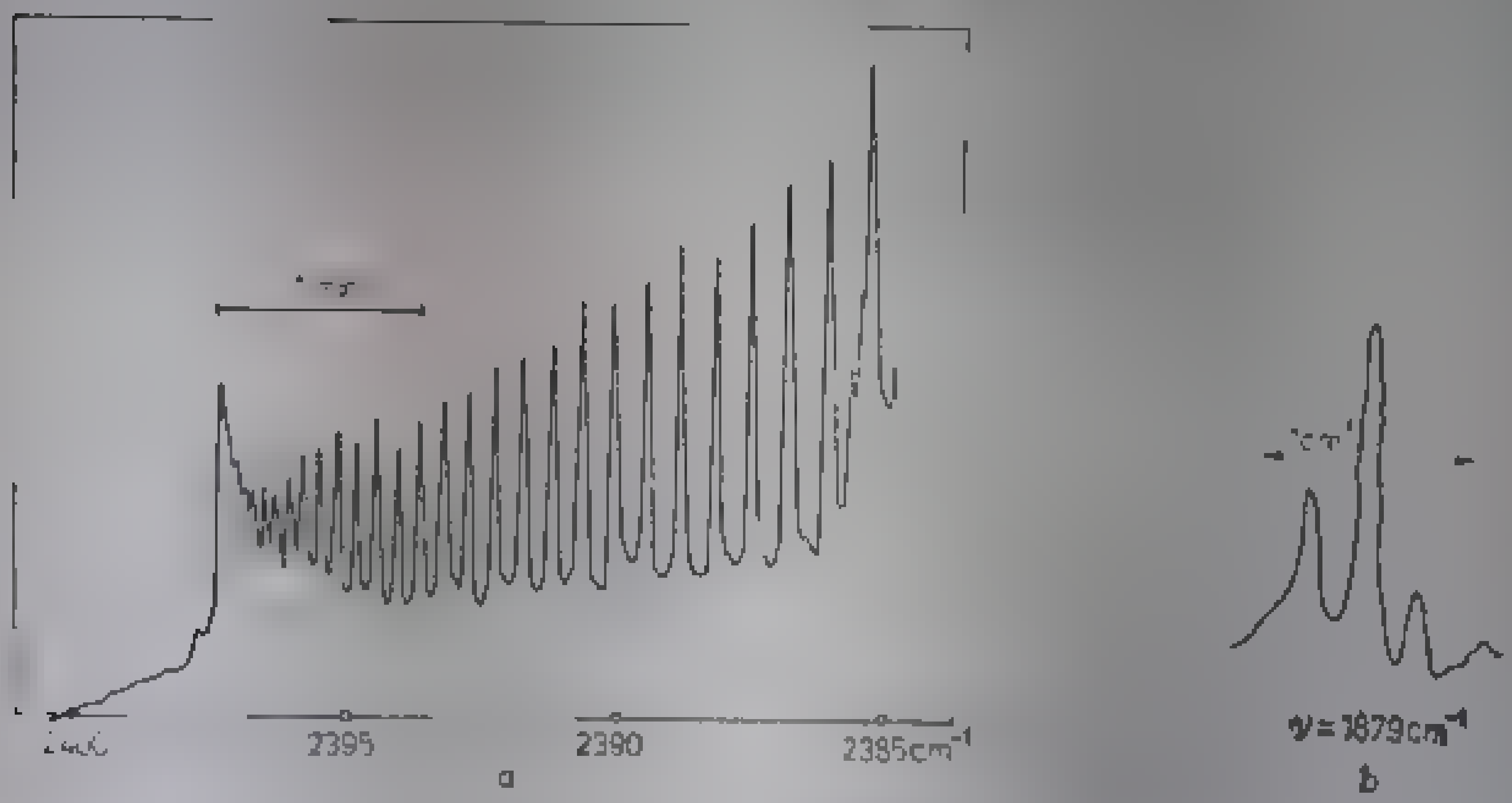


Fig. 8.9. Mostre de înregistrări de spectre, obținute cu ajutorul unui spectrometru Girard: a — o porțiune a spectrului CO_2, b — bandă de absorbție a vaporilor de apă.

§2. SPECTROMETRE FOURIER

Principiul de funcționare. În aparatele cu modulația amplitudinii în fiecare moment este înregistrat numai un singur interval spectral. Spectrul este explorat ca într-un spectrometru obișnuit. Aparatele în care se folosește modulația în frecvență, la a căror prezentare trecem acum, păstrînd avantajele SISAM-ului în ce privește fluxul luminos transmis, înregistrează întregul spectru dintr-odată. Aceasta mărește de cîteva ori randamentul aparatului.

Să vedem ce se intîmplă într-un interferometru Michelson iluminat cu o lumină care are o structură spectrală complexă, atunci cînd una dintre oglinzile

lui se deplasează cu viteza v (fig. 8.10). Ca și în cazul SISAM-ului, se poate scrie pentru fiecare componentă monocromatică

$$I_\nu(t) = I_{\nu 0}\left(1 + \cos \frac{4\pi\nu v}{c} t\right). \tag{8.18}$$

Evident, în acest caz profunzimea modulației va fi aceeași pentru toate lungimile de undă. Frecvența modulației însă,

$$\nu_{mod} = 2\nu v/c = 2v/\lambda,$$

este diferită pentru lungimi de undă diferite.

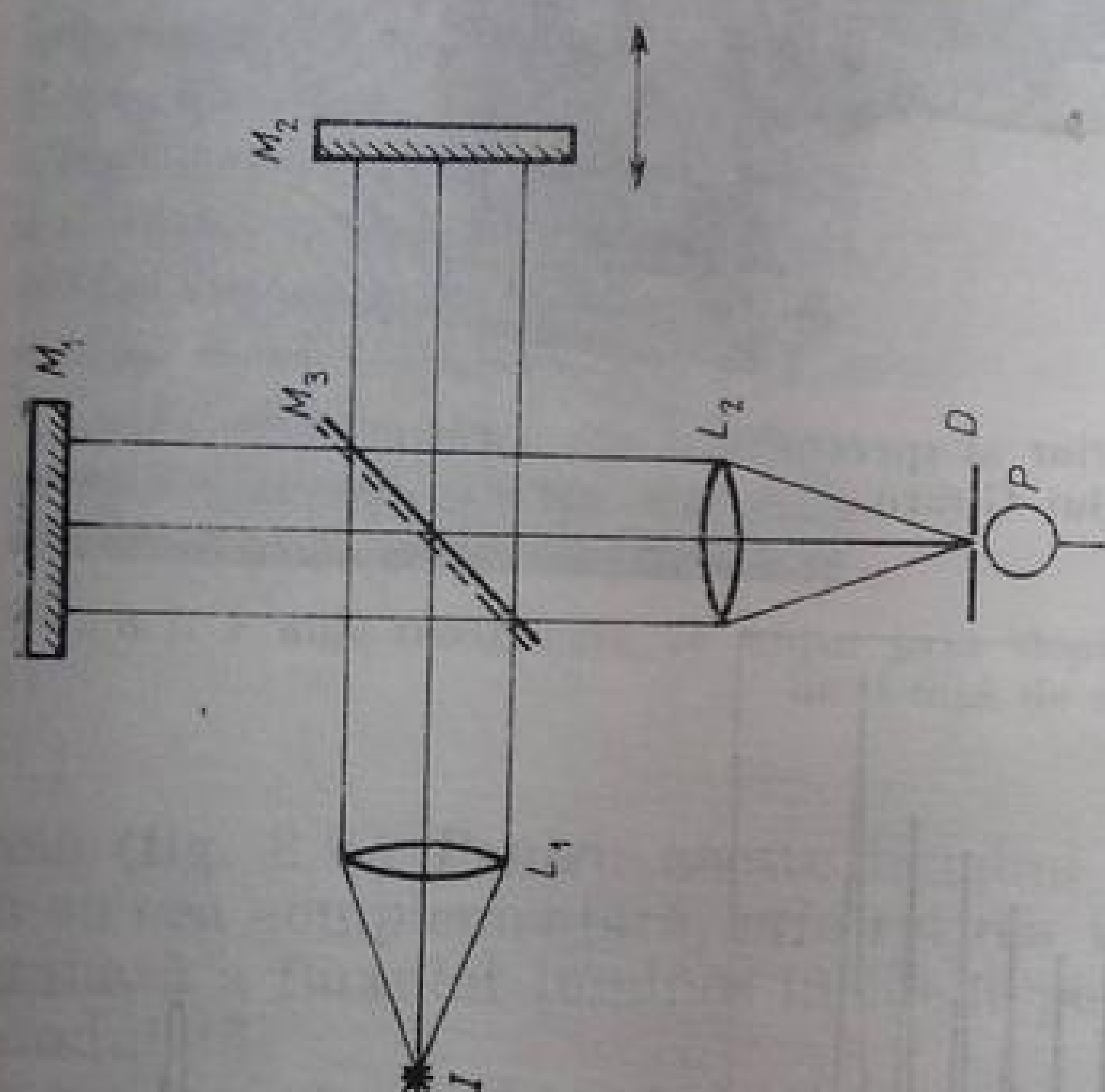


Fig. 8.10. Explicarea principiului de funcționare al unui spectrometru Fourier: I = sursa de lumină; L_1, L_2 — lentile; M_1 — oglindă fixă; M_2—oglindă mobilă; M_3—oglindă semitransparentă; D — diafragmă de ieșire; P — detectorul de radiație.

Dacă la ieșirea receptorului se plasează o serie de amplificatori de bandă îngustă, fiecare dintre ei înregistrînd numai lumina cu frecvența ν_i, atunci, la ieșirea amplificatorului vor fi reproduse semnalele care în totalitate formează spectrul măsurat în punctele $\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_N$ (N fiind numărul total de receptori). Evident, un asemenea procedeu de înregistrare poate fi eficace numai pentru studiul distribuției de energie într-un spectru care constă dintr-un număr mic de linii. În realitate, se înregistrează deodată întregul semnal, care, după amplificarea de către un amplificator de curent alternativ cu bandă largă, este înregistrat pe banda autoinscriptorului.

În acest caz, ca și în metoda fotografică, toate intervalele spectrale sînt înregistrate deodată.

Fluxul de energie $d\psi$, incident pe receptor în intervalul de la ν pînă la $\nu + d\nu$, $d\nu$ fiind limita de separare a aparatului, va fi

$$\delta\psi = I_\nu \cos 4\pi \frac{\nu v t}{c} d\nu + I_\nu d\nu. \tag{8.19}$$

Integrînd în raport cu întregul spectru, obținem fluxul total, incident pe receptor

$$\psi(t) = \psi'(t) + \psi''(t) = \int_0^\infty I_\nu d\nu + \int_0^\infty I_\nu \cos 4\pi \frac{\nu v t}{c} d\nu. \tag{8.20}$$

Primul termen, constant, nu poate trece prin amplificatorul de de curent alternativ. Semnalul la ieşire va fi proporţional cu cel de al doilea termen, transformarea Fourier a funcţiei I_ν. Funcţia observabilă, $\psi''(t)$, conform proprietăţii principale a transformării Fourier, este legată de funcţia căutată, a distribuţie energiei în raport cu frecvenţele, I_ν, prin relaţia

$$I_\nu \sim \int_0^\infty \psi''(t) \cos \frac{4\pi\nu v}{c} t \, dt. \tag{8.21}$$

Prin urmare, pentru extragerea distribuţiei spectrale căutate din semnalul observat trebuie efectuată transformarea Fourier corespunzătoare. Această operaţie poate fi realizată cu ajutorul unui calculator electronic.

Puterea de separare a unui spectrometru Fourier este determinată, analog cu puterea de separare a celorlalte aparate interferenţiale (v. capitolele 3 şi 6), de diferenţa de drum maximă, Δ, dintre fasciculele care interferează,

$$R = \Delta/\lambda. \tag{8.22}$$

La rîndul ei, valoarea lui depinde de deplasarea L a oglinzilor interferometrului, din timpul înregistrării spectrului

$$\Delta = 2L. \tag{8.23}$$

Menţionăm faptul că pentru atingerea acestei valori a puterii de separare trebuie recurs la apodizare, ecranînd fasciculul cu o diafragmă, care depinde de diferenţa de drum Δ.

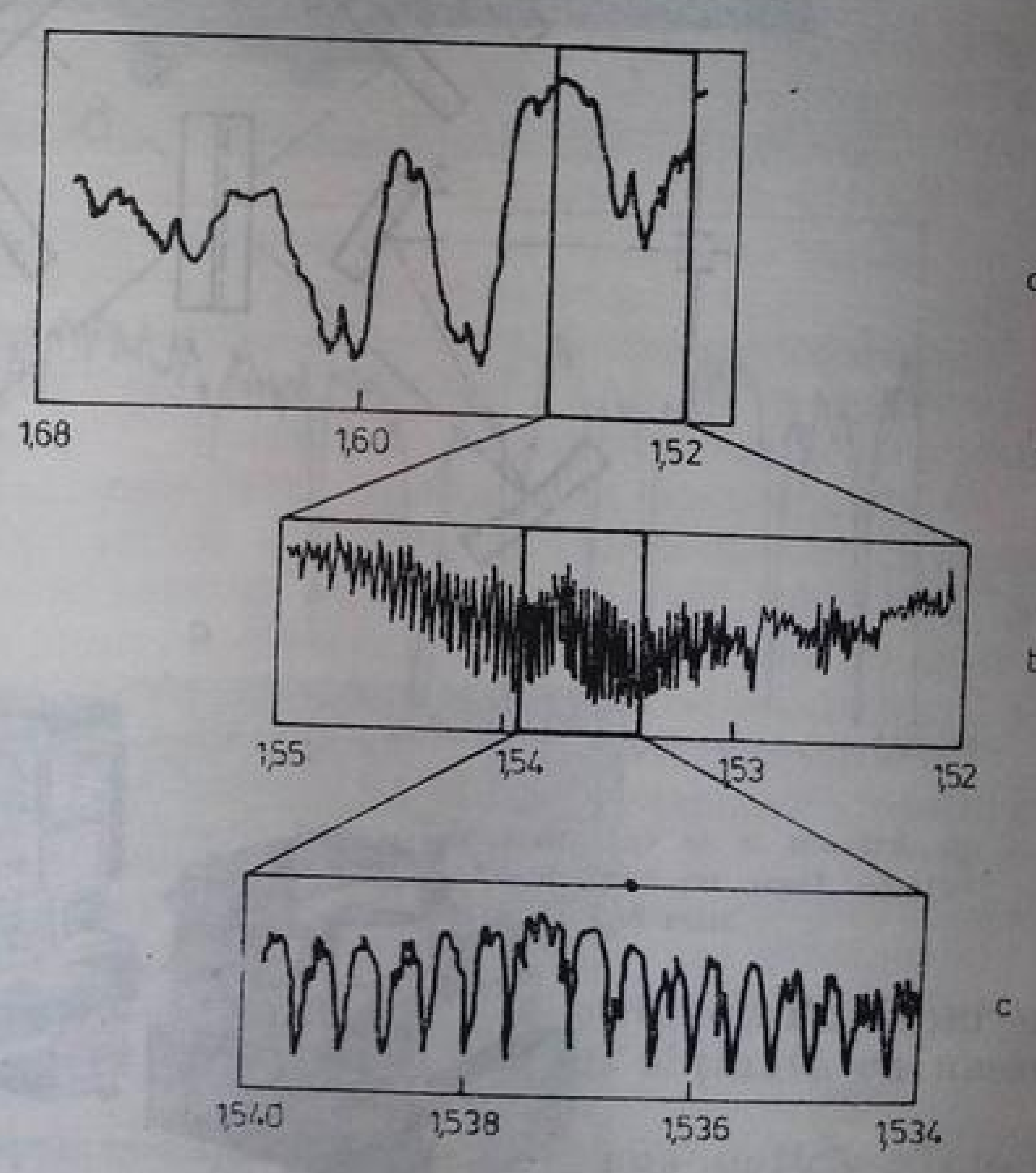


Fig. 8.11. Spectre ale planetei Venus, obţinute cu ajutorul unui spectrograf cu reţea (a), a unui multiplex (b) şi a unui spectrometru Fourier (c) [8.6]

Deplasarea oglinzii trebuie să fie în tot timpul înregistrării uniformă, iar luminanţa sursei să fie constantă în timp. Aceasta implică dificultăţi serioase în aplicarea metodei. Pentru determinarea unei puteri de separare egală cu R, este necesar ca pe curba $\psi''(t)$, să se măsoare şi să se prelucreze R în puncte

echivalente, ceea ce înseamnă că pentru valori ale lui R cît de cît mai mari, este necesară utilizarea calculatoarelor electronice.

Înregistrarea simultană a întregului spectru, cît și valoarea relativ mare a diafragmei de intrare, calculată, ca și în cazul SISAM-ului, cu ajutorul relației (8.15), fac ca aparatele construite pe baza acestui principiu să aibă un factor de calitate mare. Totuși avantajele metodei se pot realiza numai în domeniul infraroșu, în special în infraroșul îndepărtat.

În figura 8.11 este reprodus un mic domeniu din spectrul lui Venus, în regiunea 1,5 μm, obținut de P. Connes, cu ajutorul a trei aparate diferite: cu un multiplex și cu un spectrometru Fourier. Se văd limpede avantajele ultimului aparat.

Spectrometrul Fourier de tipul ИТ—69 [8.7]. Majoritatea spectrometrelor Fourier existente astăzi sînt aparate de laborator. Totuși deja au început producția unor aparate standard.

Spectrometrul ИТ—69, realizat în Institutul de stat de optică, este conceput pentru obținerea interferogramelor sub formă de valori numerice date de un voltmetru digital care sînt înscrise pe o bandă perforată. Banda poate fi introdusă în calculatorul „Ural-2". Acesta finalizează spectrul într-un timp comparabil cu timpul de obținere a interferogramei. Timpul total, de înregistrare și de obținere a spectrului, este în jur de 30 min. Partea principală a schemei optice a aparatului ИТ—69 este reprezentată în figura 8.12 a. După ce trece prin diafragma 1 și se reflectă de planul oglinzii 2, radiația de analizat

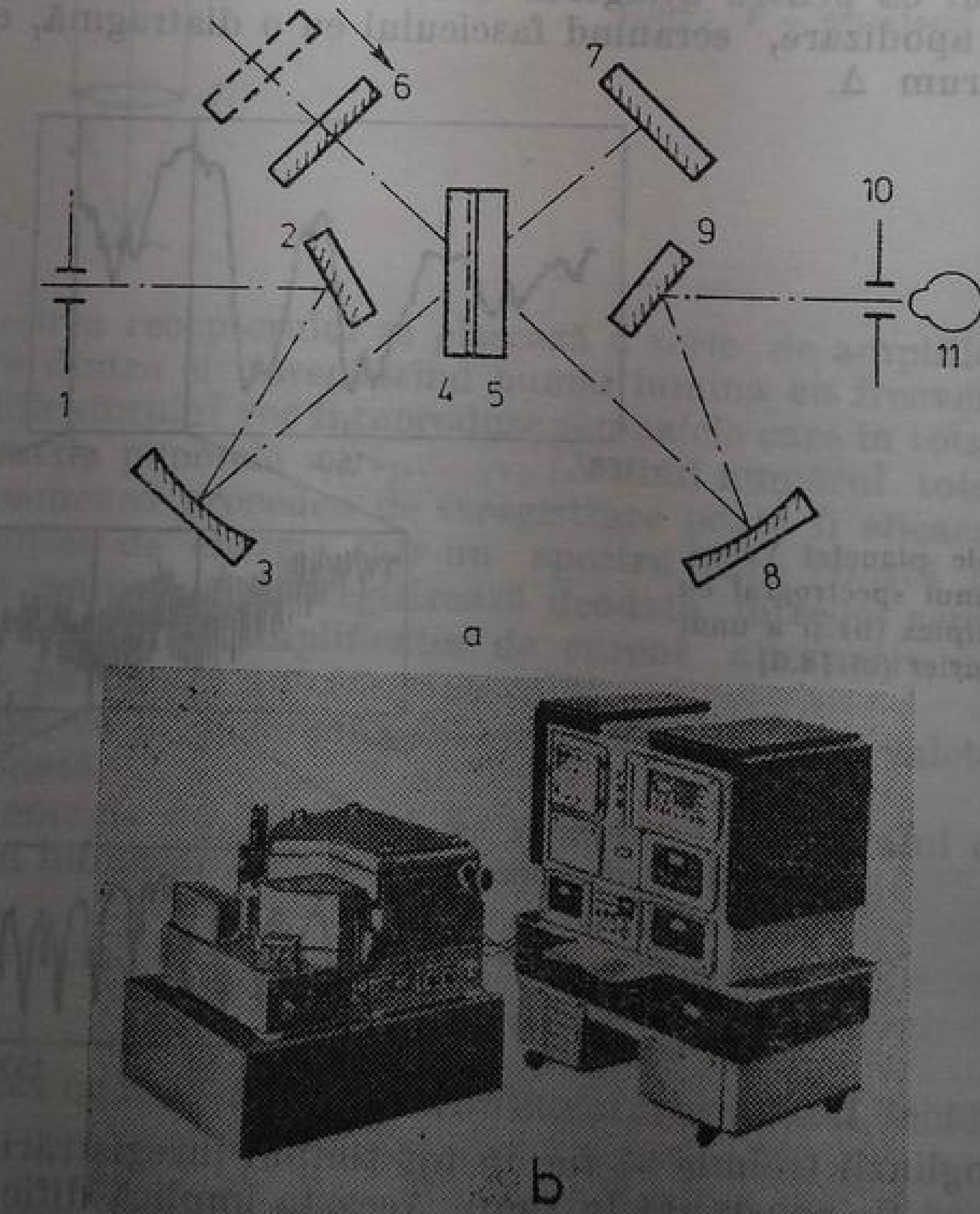


Fig. 8.12. Schema optică simplificată (a) și aspectul general (b), al unui spectrometru ИТ—69.

este colimată de oglinda parabolică 3 ($F = 277$ mm, $D = 70$ mm) şi ajunge la divizorul de lumină, 4, şi lama compensatoare, 5, a unui interferometru Michelson. După reflexia pe oglindă mobilă, 6, şi oglinda fixă, 7, fasciculul este focalizat de oglinda parabolică, 8, şi oglinda plană, 9, pe diafragma de ieşire, 10. În spatele acesteia se află receptorul 11. Controlul deplasării oglinzii 6 se realizează prin înregistrarea continuă a interferogramei liniei verzi a mercurului, de la o sursă suplimentară.

Aparatul este destinat pentru lucrul în domeniul 4000 — 20 000 Å, domeniul principal fiind 8000—20 000 Å. Limita de rezoluţie este 0,1 cm^{-1}. Aparatul (fig. 8.12b) este montat pe plăci de fontă care sînt aşezate pe nişte amortizoare (mingi de tenis), avînd un postament masiv, din beton armat. Dispozitivul de înregistrare se află într-un bloc separat.

Spectrometrele Fourier FS—720/820. Aceste aparate, împreună cu calculatorul electronic FTC—300, sînt produse de firma Beckman (Anglia). Aparatele sînt concepute pentru domeniul spectral de la 20 la 1000 μm (10 — 50 cm^{-1}). Limita de rezoluţie atinge 0,1 cm^{-1}, deschiderea relativă este 1 : 2. Timpul de înregistrare poate fi reglat în limite largi.

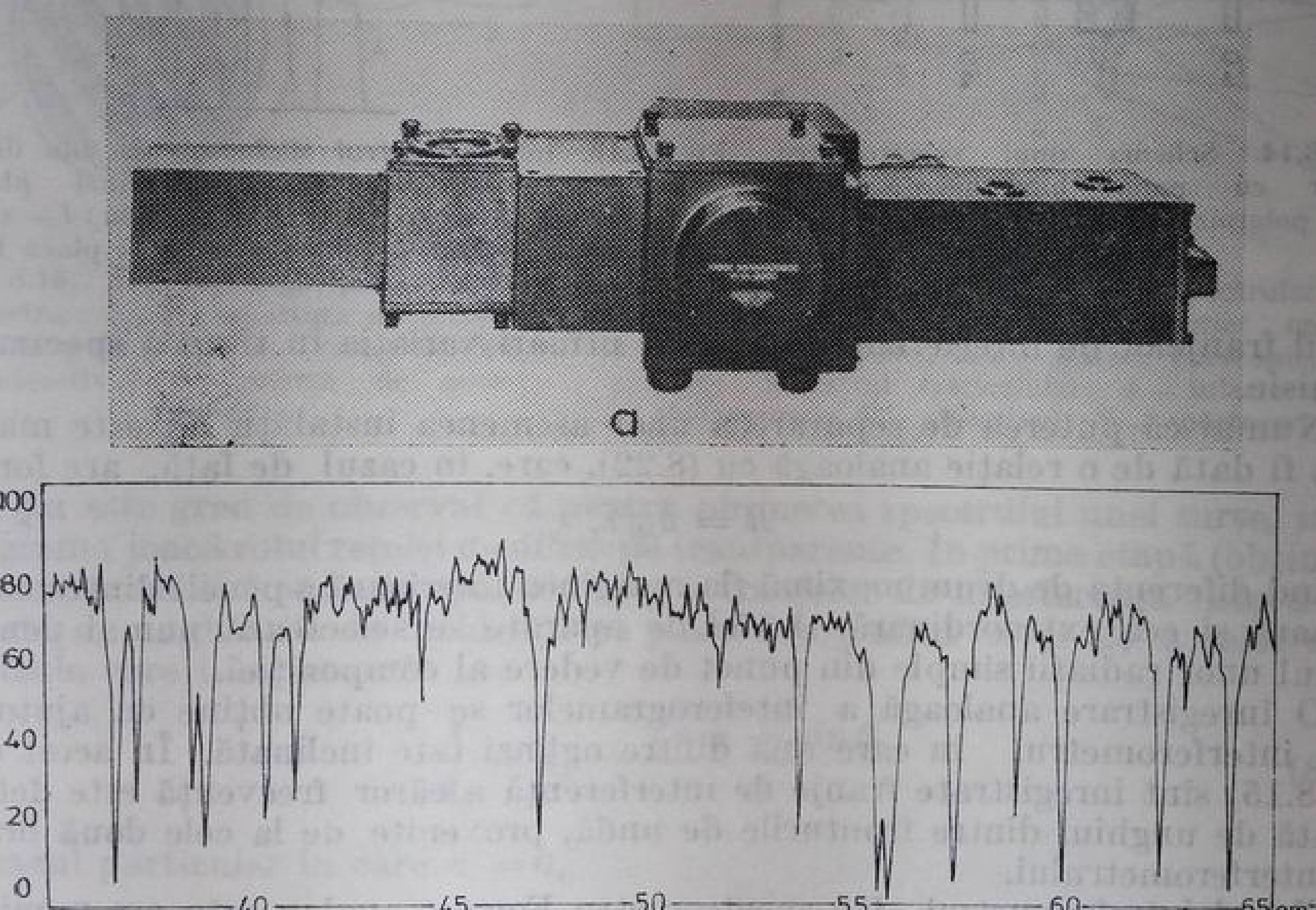


Fig. 8.13. Spectrometrul Fourier FS—720, livrat de firma Beckman (a) şi o mostră de spectru de absorbţie al vaporilor de apă în domeniul 35—65 cm^1, obţinut cu acest aparat (b). Timpul de înregistrare a unei interferograme este de 168 min.

În figura 8.13 sînt prezentate forma exterioară a spectrometrului Fourier FS—720 şi una dintre spectrogramele de înaltă rezoluţie, obţinute cu acest aparat.

Înregistrarea fotografică în spectroscopia Fourier. Schema optică a unui interferometru Fourier, cu un interferometru Michelson nu este singura posibilă. În principiu se folosesc scheme interferometrice de orice tip, care permit o variaţie lină, cu viteză constantă, a diferenţei de drum dintre fasciculele care interferează.

Sînt posibile și scheme în care interferogramele spectrelor sînt înregistrate fotografic. În una dintre asemenea scheme se folosește o pană de cristal birefringent, plasată între doi polarizi încrucișați [8.9] (fig. 8.14). În această schemă diferența de drum dintre unda ordinară și una extraordinară crește liniar după coordonata z. Franjele de interferență fotografiate sînt microfotometrate, iar microfotograma este prelucrată de un calculator electronic. Efectuînd concomitent cu expunerea și o deplasare liniară a plăcii fotografice de-a

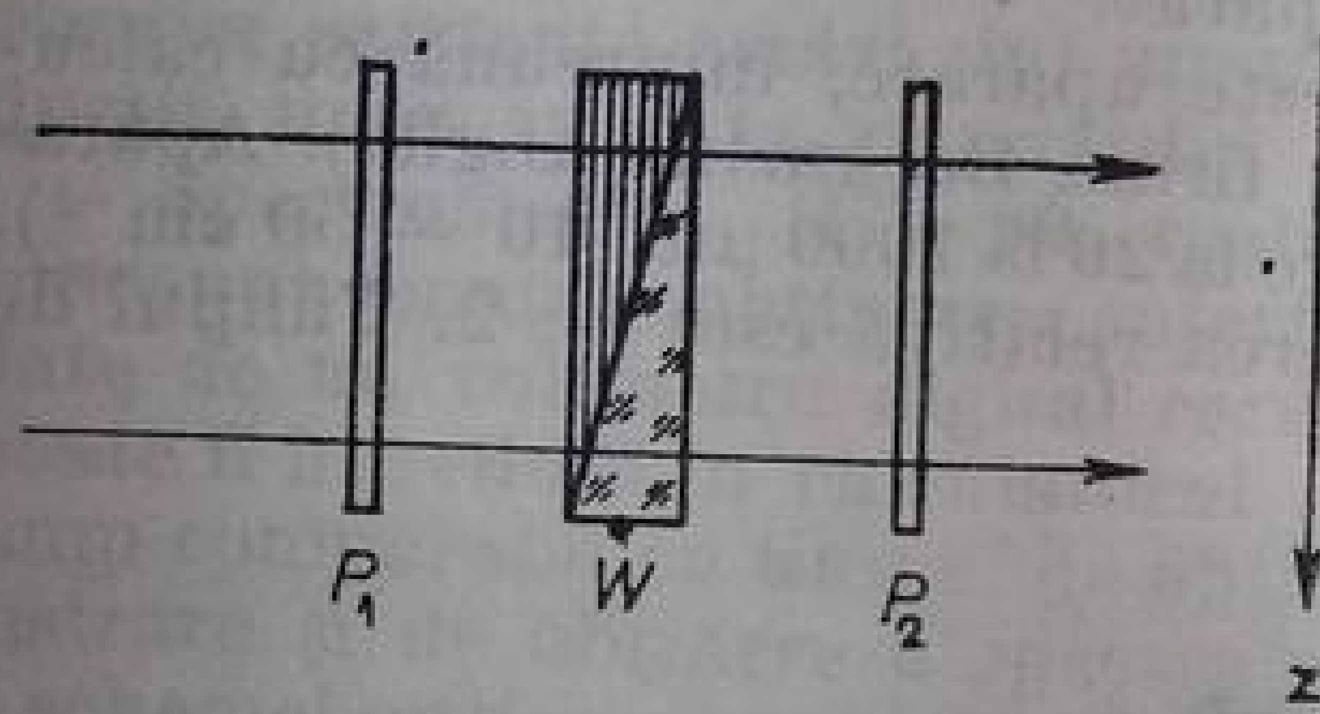


Fig. 8.14. Schema unui spectrometru Fourier cu pană birefringentă: P_1, P_2 — polaroizi încrucișați: W — pană birefringentă.

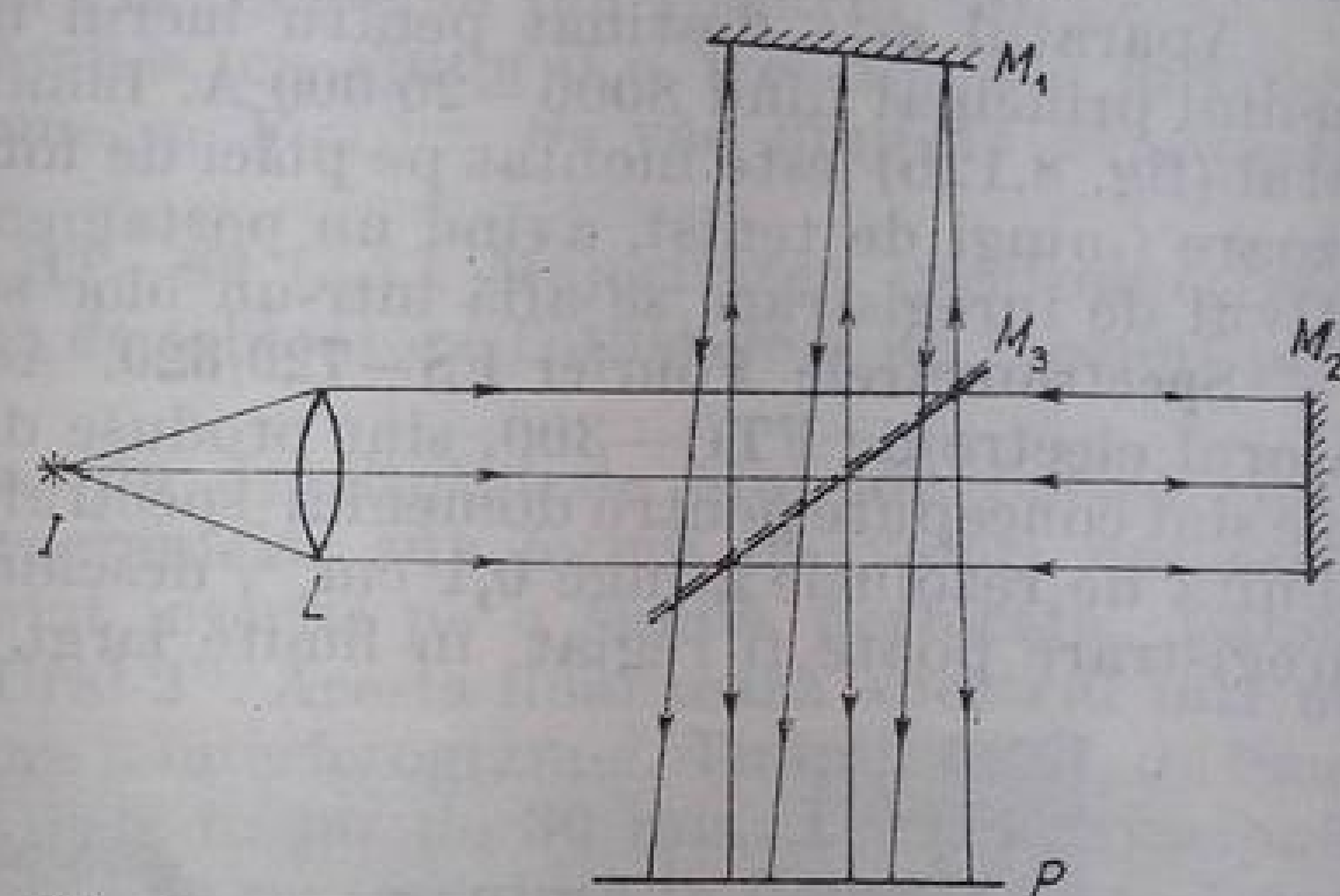


Fig. 8.15. Interferometrul Michelson cu una dintre oglinzi înclinată: M_1 și M_2 — oglinzi plane; M_3 — oglindă divizoare a frontului de undă: I — sursă de lumină; L — lentilă colimatoare; P — placa fotografică.

lungul franjelor de interferență, se poate urmări variația în timp a spectrului de emisie.

Numai că puterea de separare a unor asemenea instalații nu este mare; ea va fi dată de o relație analoagă cu (8.22), care, în cazul de față, are forma

$$R = \delta_M/\lambda, \tag{8.24}$$

δ_M fiind diferența de drum maximă (la marginea inferioară a penei) dintre unda ordinară și cea extraordinară. Astfel de aparate se selectează numai pentru studiul unor radiații simple din punct de vedere al compoziției.

O înregistrare analoagă a inteferogramelor se poate obține cu ajutorul unui interferometru, în care una dintre oglinzi este înclinată. În acest caz (fig. 8.15) sînt înregistrate franje de interferență a căror frecvență este determinată de unghiul dintre fronturile de undă, provenite de la cele două brațe ale interferometrului.

Pseudointerferometrul. Un spectrometru Fourier analog este așa-numitul pseudointerferometru [8.8], în care se realizează tot o modulație a cărei frecvență este univoc determinată de lungimea de undă a radiației modulate. Într-un pseudointerferometru un raster, care se rotește și constă din linii transparente și opace, interceptează diafragma de intrare și cea de ieșire a unui aparat spectral cu autocolimație (fig. 8.16). Spectrul se obține din transformata Fourier a semnalului, la fel ca și în spectroscopia Fourier.

Confecționarea unui pseudointerferometru este, se pare, mai simplă decît a unui spectrometru Fourier bun. Aparatul se folosește pentru înregistrare unor regiuni spectrale relativ mici, cu o rezoluție bună. Pînă în prezent însă, experiența utilizării în spectroscopie a pseudointerferometrelor este redusă.

Reconstituirea optică a spectrului după o interferogramă. Pentru obținerea transformatei Fourier nu este obligatorie folosirea unui calculator electronic.

O asemenea transformare se poate realiza optic iluminînd interferograma cu o radiaţie monocromatică. Aici avem în vedere o interferogramă în care dependenţa intensităţii de diferenţa de drum este înregistrată sub formă de variaţie a coeficientului de transmisie. Aşa sînt, de exemplu, interferograme obţinute fotografic, descrise chiar mai înainte.

Transformata Fourier optică se poate realiza şi în cazul în care intensitatea este înregistrată sub formă de variaţie a coeficientului de reflexie, a coeficientului de refracţie sau de configuraţia interferogramei.

Schemele instalaţiilor pentru înregistrarea şi reconstituirea spectrului (de realizare a transformatei Fourier, optice) sînt date în figurile 8.15 şi 8.17.

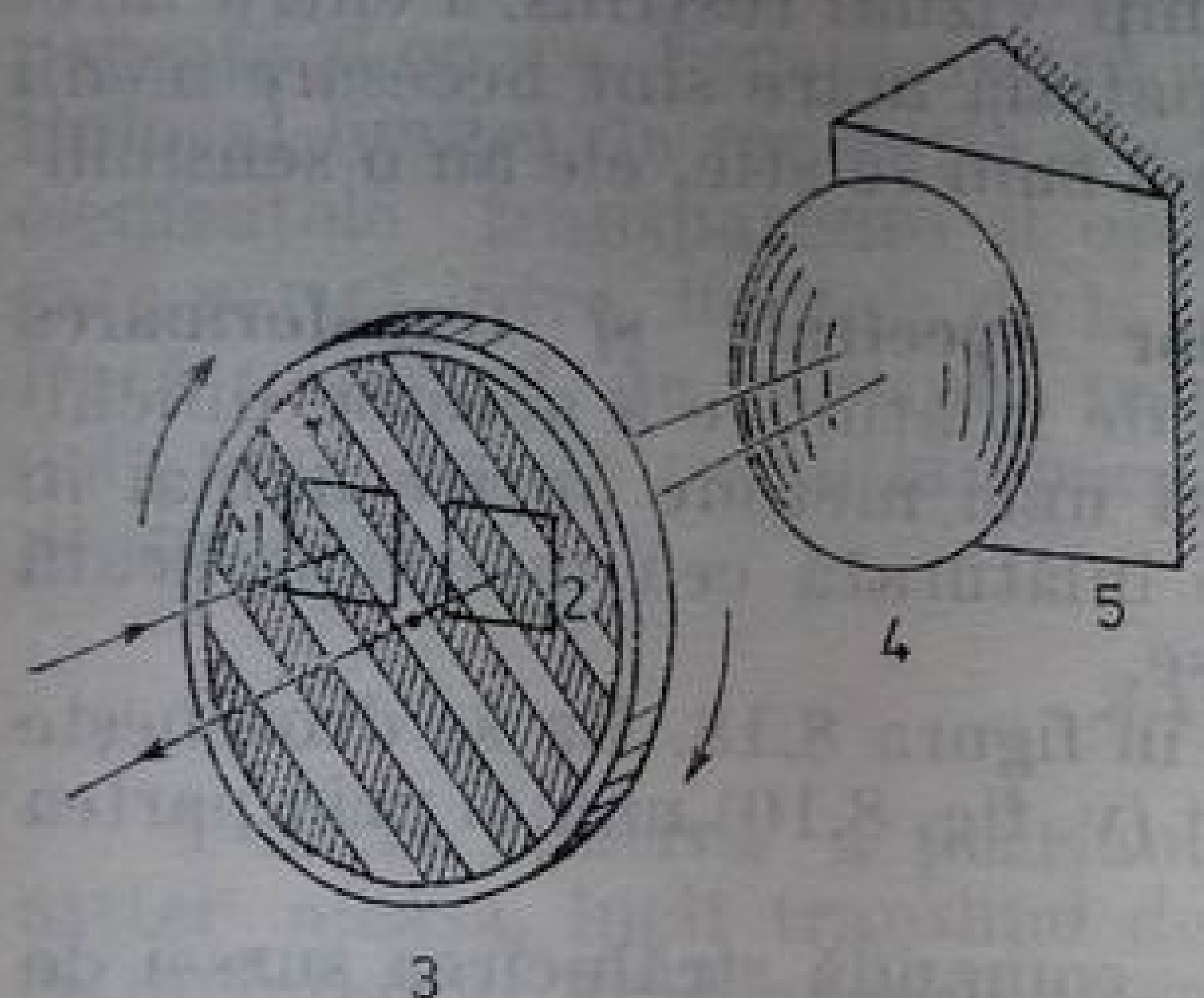


Fig. 8.16. Schema unui pseudointerferometru: 1, 2 — apertura de intrare şi apertura de ieşire; 3 — raster rotitor; 4 — obiectiv; 5 — prismă de autocolimaţie.

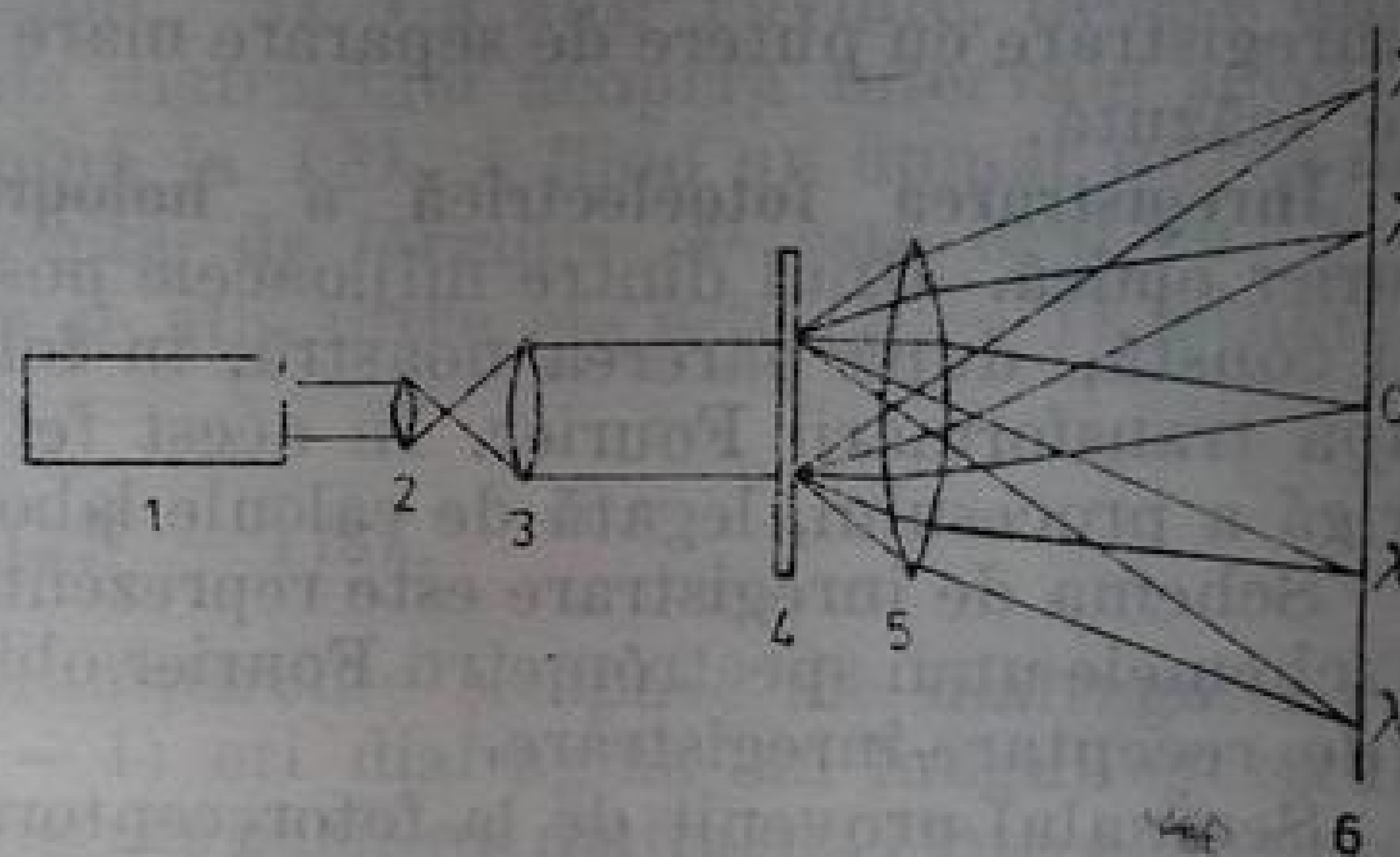


Fig. 8.17. Schema de reconstituire a spectrului după o interferogrană (transformarea Fourier optică): 1 — laser cu He—Ne; 2, 3 — sistem telescopic, care măreşte diametrul fasciculului; 4 — interferograma (holograma); 5 — obiectivul; 6 — spectrograma.

Nu este greu de observat că pentru obţinerea spectrului unei surse, interferograma joacă rolul reţelei de difracţie transparente. În prima etapă (obţinerea interferogramei) frecvenţa spaţială, ν_λ, a franjelor de interferenţă este determinată de unghiurile de incidenţă pe placa fotografică α şi β, a celor două fascicule care interferează

$$\frac{1}{d_\nu} = \nu_\lambda = \frac{\sin\alpha + \sin\beta}{\lambda}. \tag{8.25}$$

În cazul particular în care $\alpha = 0$,

$$\nu_\lambda = (\sin\beta)/\lambda. \tag{8.26}$$

Din ecuaţie se vede, de asemenea, că radiaţia care are lungimi de undă mari este dată de reţele mai grosiere, cu o frecvenţă spaţială mai mică.

În cazul unei compoziţii spectrale complexe a radiaţiei, interferograma poate fi considerată ca surapunerea unor reţele cu diferite frecvenţe.

La iluminarea interferogramei cu lumină monocromatică, de lungime de undă λ_0, fiecare reţea acţionează independent, deviind lumina cu un unghi φ cu atît mai mare, cu cît este mai mare frecvenţa sa spaţială. Conform formulei reţelei de difracţie (la incidenţă normală),

$$d_\lambda \sin\varphi = k\lambda_0, \tag{8.27}$$

de unde, pentru $k = 1$,

$$\sin \varphi = \frac{\lambda_0}{\lambda} \sin \beta. \tag{8.28}$$

Reconstruirea optică a spectrului după interferograma lui a fost realizată pentru prima dată în lucrarea [8.10]. Puterea de separare a metodei este foarte mică — limita de separare este de ordinul a 50 Å.

Această metodă, care se poate numi de spectroscopie holografică, are, indiscutabil, perspective de perfecționare. Întrucît puterea de rezoluție a metodei este limitată de dificultățile de înregistrare pe o singură interferogramă a unui număr mare de linii, sînt necesare interferometre care să producă variații mari ale diferenței de drum în limitele unui cîmp vizual restrîns. Pentru înregistrarea unei interferograme cu o frecvență spațială mare sînt necesare medii de înregistrare cu putere de separare mare; după cum se știe, ele au o sensibilitate scăzută.

Înregistrarea fotoelectrică a hologramelor spectrale și transformarea Fourier optică. Unul dintre mijloacele posibile de înlăturare a acestor dificultăți constă, după părerea noastră, în folosirea unei metode optice numai în etapa transformării Fourier. În acest fel este înlăturată cea mai complicată verigă a procesului, legată de calcule laborioase.

Schema de înregistrare este reprezentată în figura 8.18. Ea se deosebește de schemele unui spectrometru Fourier obișnuit (v. fig. 8.10) numai prin partea ei de receptare-înregistrare.

Semnalul provenit de la fotoreceptorul P comandă strălucirea sursei de lumină, I_2, care luminează fanta S_2. Această fantă este proiectată pe fanta

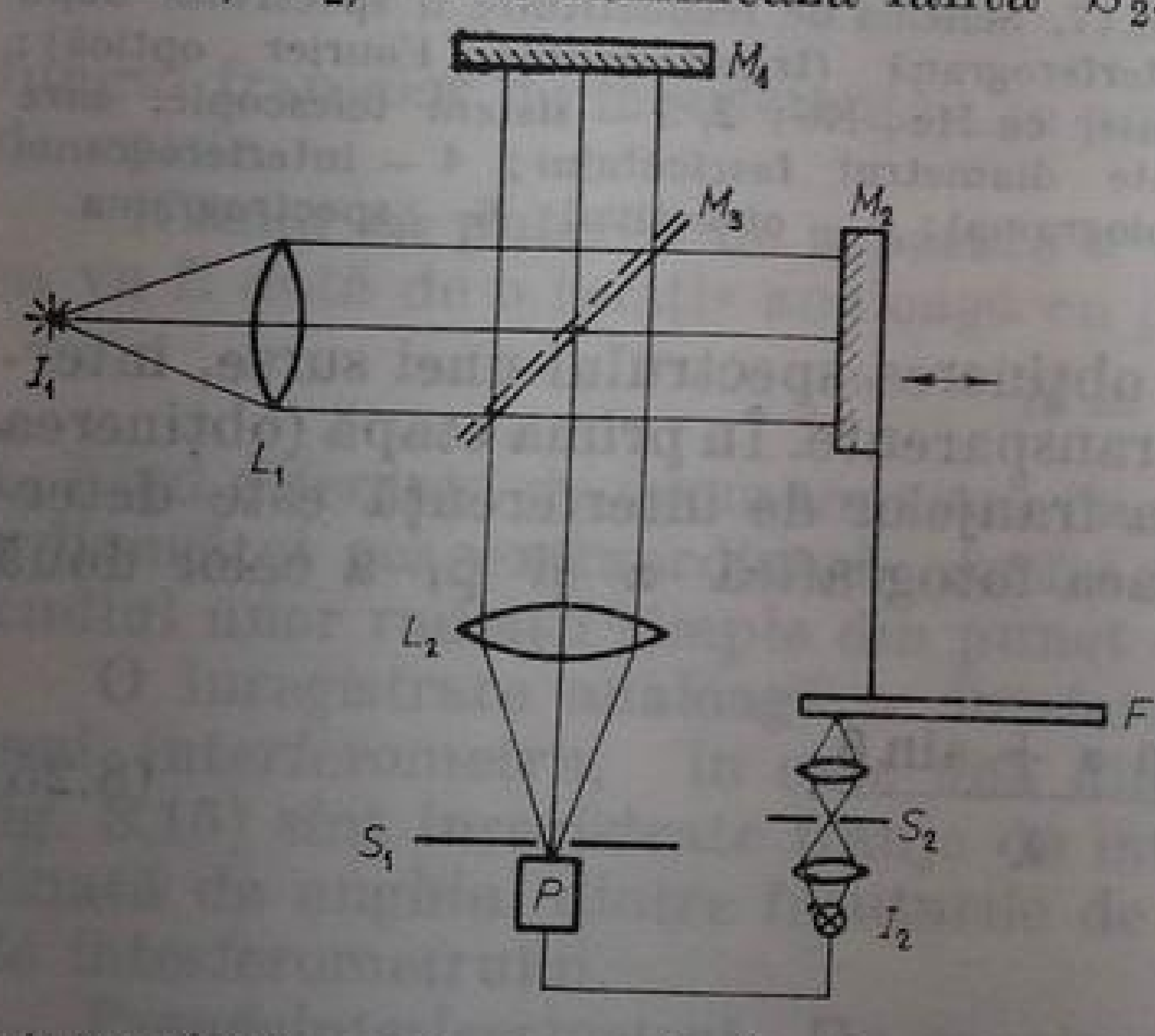


Fig. 8.18. Înregistrarea unei interferograme cu ajutorul unei surse ajutătoare: I_1 — sursa de lumină; L_1 — lentila colimatoare; M_1, M_2 — oglinda interferometrului; M_3 — oglindă divizoare a frontului de undă; L_2 — lentilă; S_1 — diafragmă; P — receptorul de radiație; I_2 — sursă de lumină ajutătoare, dirijată, S_2 — fanta; F — placa fotografică.

fotografică, care se mișcă sincron cu oglinda M_2 a interferometrului. Legătura rigidă dintre placă și oglindă înlătură dificultățile legate de mișcarea neuniformă a oglinzii. Deoarece strălucirea sursei de lumină care este comandată de fotodetector poate fi luată oricît de mare, dispar astfel și dificultățile de folosire a emulsiilor fotografice, de înaltă rezoluție, dar de sensibilitate scăzută. Numărul de franje care poate fi înregistrat cu o asemenea schemă nu este limitat de dimensiunile oglinzilor interferometrului, iar neliniaritatea schemei de înregistrare afectează prea puțin imaginile reconstruite în primul ordin de difracție.

Spectrometrul Hadamard. Cîștigul lui Fellgett poate fi realizat cu ajutorul unei alte metode, propusă de curînd. Utilizînd această metodă, un rezultat analog celui obținut cu ajutorul spectrometrului Fourier poate fi obținut

cu ajutorul procedeelor spectroscopice tradiționale, fără a fi nevoie de un interferometru cu oglindă a cărei deplasare trebuie să fie de înaltă precizie, extrem de sensibil la vibrații și la abaterile întîmplătoare ale vitezei deplasării de la valoarea perfect constantă a oglinzii. Această nouă metodă a fost denumită, de către autorii ei, spectroscopie Hadamard [8.11 – 8.13]. Denumirea este legată de principiul de plasare și de deplasare a fantelor aparatului spectral, care sînt date de matricea Hadamard [8.14].

Esența metodei constă în faptul că în planul focal al unui spectrometru cu rețea de difracție obișnuit se plasează o diafragmă cu mai multe fante, a căror lărgime este egală cu dublul intervalului spectral, $\Delta\lambda$, limitat de aparatura de ieșire a aparatului. Diafragma constă dintr-un ansamblu pe domenii transparente și opace, fiecare dintre ele avînd o lărgime spectrală care este un multiplu al limitei de rezoluție a aparatului, $\delta\lambda$. Cu alte cuvinte, fiecare dintre elementele transparente și opace ale diafragmei acoperă intervale spectrale care variză între limitele de la $\delta\lambda$ pînă la $k\delta\lambda$, k fiind un număr întreg mic. Dacă numărul de porțiuni transparente, de lărgime $\delta\lambda$ este egal cu N și, deci numărul de porțiuni opace, care se află între ele este $(N-1)$, atunci se poate scrie

$$2\Delta\lambda = (2N-1)\delta\lambda.$$

Poziția relativă a porțiunilor transparente și opace ale diafragmei este astfel aleasă, încît translînd de $(N-1)$ ori diafragma în lungul spectrului cu un interval $\delta\lambda$ și măsurînd pentru fiecare poziție a diafragmei întreaga energie transmisă prin ea, atunci se vor obține N citiri y_i, la care își vor aduce contribuția toate elementele spectrale, cuprinse în interiorul intervalului $\Delta\lambda$. Din aceste citiri se pot forma N ecuații liniare independente, de forma

$$y_i = \sum a_{ik}x_k + n_i, \tag{8.29}$$

în care toți coeficienții a_{ik} sînt egali cu 0 sau cu 1, setul lor fiind dat de matricele Hadamard, y_i este energia măsurată, n_i — energia zgomotului receptorului, care determină eroarea de măsură. Pentru rezolvarea sistemului (8.29) să presupunem că $n_i = 0$. Sistemul se rezolvă, de obicei, cu ajutorul unui calculator electronic. Micșorarea erorilor de măsurare, în comparație cu metoda explorării este de $\sqrt{N}$ ori (timpul necesar pentru măsurătoare fiind același).

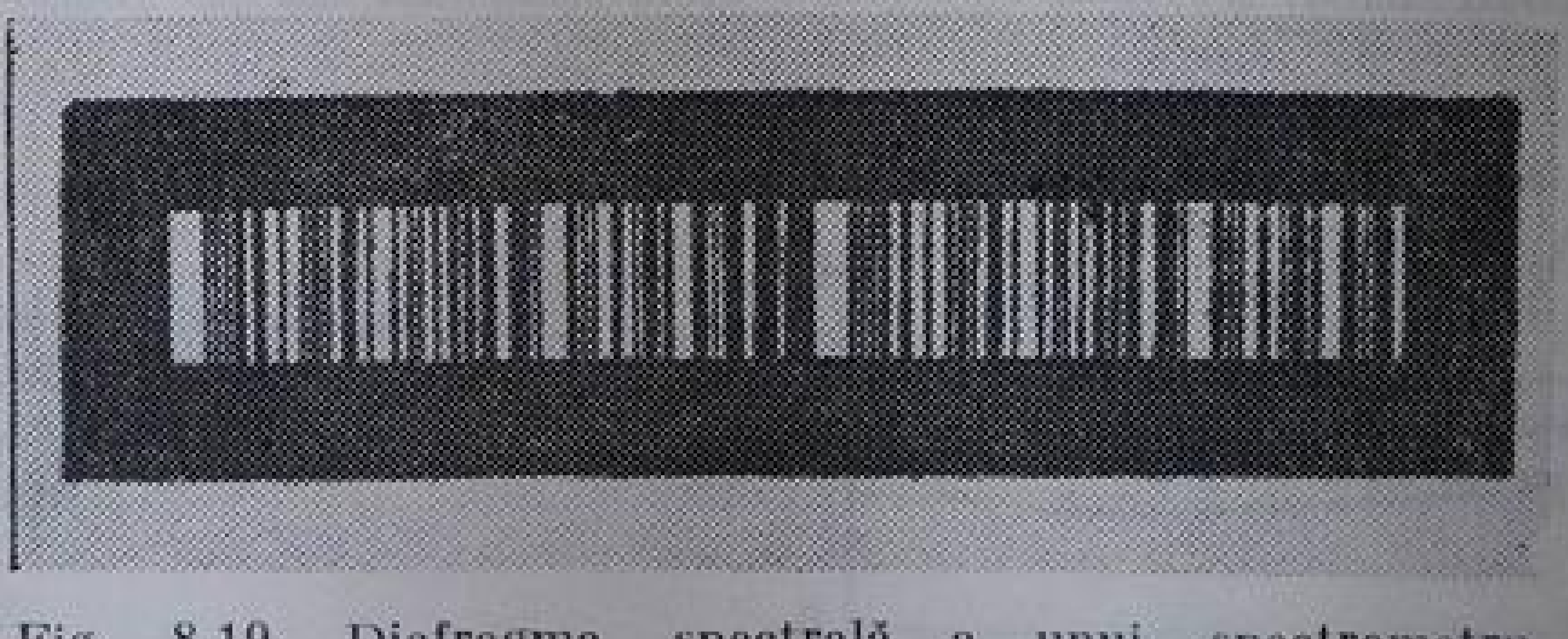


Fig. 8.19. Diafragma spectrală a unui spectrometru Hadamard.

Aspectul unei diafragme spectrale, care are 126 de fante, este prezentat în figura 8.19 [8.15]. Aceasta a fost folosită într-un exemplar de laborator de spectrometru cu rețea de difracție Hadamard, de înaltă rezoluție, pentru un domeniu de cîțiva micrometri. Calculele detaliate și fundamentarea metodei

sînt expuse în lucrarea [8.11]. Întrucît zgomotele receptorului sînt proporţionale de obicei cu suprafaţa lui, pentru reducerea lor, după ce este descompusă în spectru şi după trecerea ei prin diafragmă, lumina este reunită din nou cu ajutorul unui dispozitiv dispersiv, cu dispersia orientată în sens invers, într-o imagine monocromatică a fantei de intrare, care ajunge la receptor.

Avantajele spectrometrului Hadamard faţă de spectrometrul Fourier constau nu numai în sensibilitatea mai redusă la vibraţii mecanice, ci şi în obţinerea rezultatelor sub o formă care se pretează prelucrării lor pe calculatorul ЭЦВМ, precum şi în menţinerea atît a schemei cît şi a instalării tradiţionale a aparatului spectral.

Capitolul 9

FILTRELE OPTICE

§ 1 PROPRIETĂȚILE GENERALE ALE FILTRELOR OPTICE

Filtrele optice sau pur și simplu *filtrele* sînt dispozivele care modifică compoziția spectrală sau energia undelor luminoase incidente pe ele, fără să modifice însă (sau aproape fără să modifice) forma frontului lor de undă.

Caracteristica principală a unui filtru este transmisia lui, $T=\Phi/\Phi_0$, Φ_0 și Φ fiind fluxul luminos incident pe filtru și, respectiv, fasciculul transmis prin filtru. În afară de aceasta, adesea, un filtru se mai caracterizează și prin *densitatea spectrală*, D. Ea este definită prin relația

$$D = \log \frac{1}{T}\cdot \tag{9.1}$$

Dacă nu se ține cont de reflexiile multiple dintr-un sistem de filtre, atunci densitatea optică a cîtorva filtre așezate succesiv este egală cu suma densităților lor, adică

$$D = \sum_{i=1}^{k} D_i. \tag{9.2}$$

Un filtru este *cenușiu* sau *neutru*, dacă densitatea lui optică în intervalul spectral studiat nu depinde de lungimea de undă. Filtrele care nu satisfac această condiție se numesc filtre *selective*.

În domeniul vizibil și în ultravioletul apropiat sînt suficient de neutre pelicule de aluminiu sau de platină, depuse, prin vaporizarea metalelor în vid, pe suporturi de sticlă sau de cuarț. Emulsiile de grafit, de nigrozină și de alți cîțiva coloranți dau, de asemenea, filtre cenușii pentru domeniul vizibil.

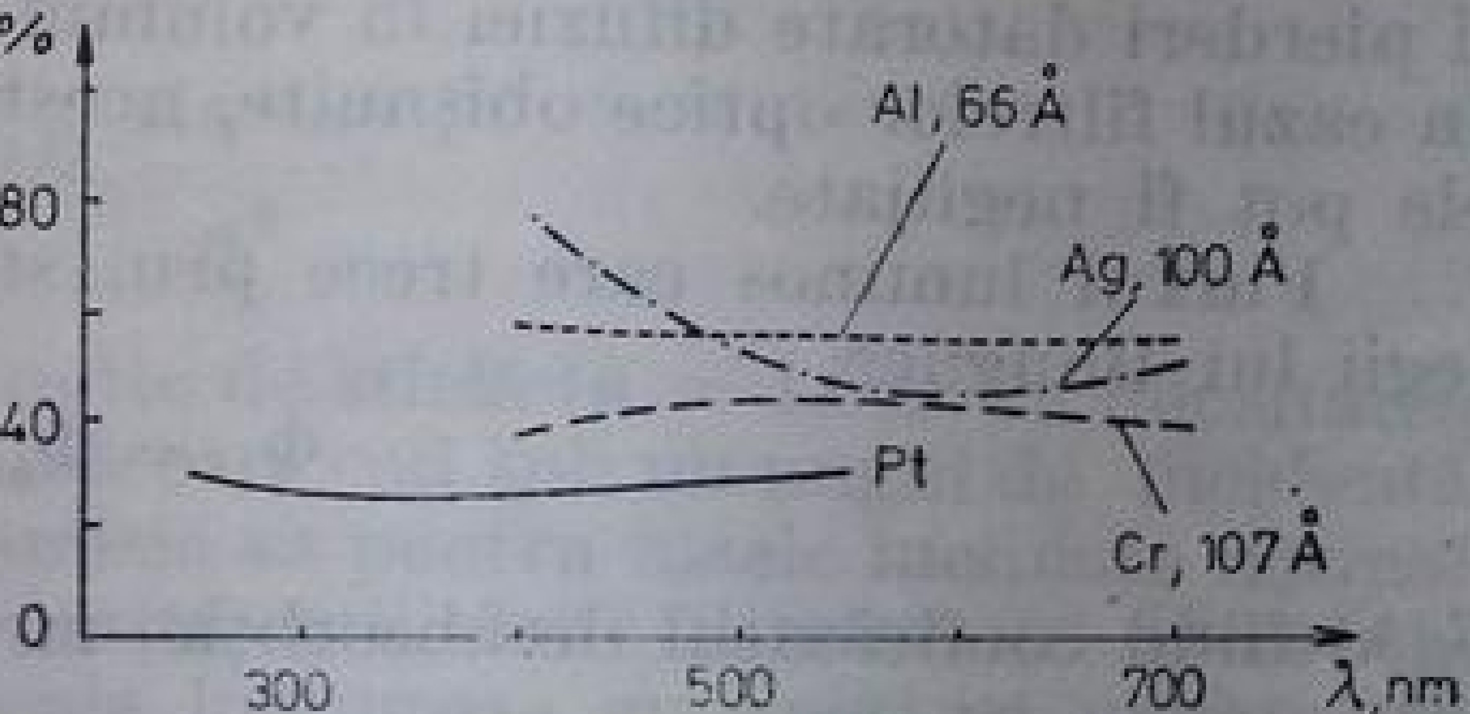


Fig. 9.1. Coeficientul de transmisie al peliculelor de aluminiu, platină, argint și crom (este indicată și grosimea stratului).

Trebuie remarcat că chiar și cele mai bune filtre neutre au o anumită selectivitate (fig. 9.1).

Filtrele selective sînt destinate fie pentru delimintarea unui domeniu spectral larg, fie pentru separarea unui domeniu spectral îngust. Filtrele de

ultimul tip se numesc filtre de *bandă îngustă*, uneori fiind numai convențional numite filtre *monocromatice*.

Pentru modificarea proprietăților spectrale ale radiației sau a sensibilității proprietăților spectrale a detectorilor sînt folosite așa-numitele filtre *de corecție*. Cu ajutorul lor se poate apropia, de exemplu, cu o precizie suficientă, spectrul unei lămpi cu incandescență, de spectrul continuu al soarelui, sau se poate aduce sensibilitatea spectrală a unui fotoelement să corespundă cu sensibilitatea spectrală a ochiului.

Filtrele de bandă îngustă se folosesc adesea în locul celorlalte aparate spectrale. Avantajul lor constă în posibilitatea măsurării directe a distribuției strălucirii spectrale în funcție de aria sursei. În afară de aceasta, filtrele optice transmit de obicei un flux luminos cu mult mai mare decît aparatele cu elemente dispersive.

Totuși, puterea de separare a filtrelor optice este mică — în majoritatea cazurilor lărgimea domeniului spectral transmis este de zeci și sute de ångströmi. Cele mai bune filtre cu bandă îngustă au o lărgime a benzii de transmisie mai mică de 1 Å, însă cantitatea de lumină pe care o transmit este destul de mică. Din această cauză, destinația principală a filtrelor optice, pentru analize spectrale este o monocromatizare grosieră sau o atenuare neselectivă a radiației.

Cea mai importantă caracteristică optică a filtrelor este curba de transmisie spectrală sau de densitate optică spectrală ($T(\lambda)$ sau $D(\lambda)$).

Pentru toate filtrele, cu excepția celor de corecție, este de dorit ca domeniile de transmisie să fie cît mai net limitate, astfel încît, în afara lor, T să fie egal cu zero. Din nefericire, pentru majoritatea filtrelor transmisia variază relativ încet în funcție de lungimea de undă, o anumită parte a radiației fiind adesea trasmisă și de regiunea din afara benzii principale.

§ 2. FILTRE DE ABSORBȚIE

Cea mai larg utilizată categorie de filtre o constituie filtrele de absorbție. Atenuarea luminii pe care o transmit ele se produce mai ales datorită absorbției luminii de către substanța din care este făcut filtrul. O atenuare parțială a luminii se produce și datorită reflexiei de fețele filtrului, totuși în majoritatea cazurilor pierderile prin reflexie sînt mici și, mai ales, ceea ce este de fapt cel mai important, ele nu sînt aproape deloc selective.

În afară de pierderile de lumină prin absorbție și prin reflexie, mai există și pierderi datorate difuziei în volumul corpului absorbant și la suprafața lui. În cazul filtrelor optice obișnuite, aceste pierderi sînt neînsemnate, astfel încît ele pot fi neglijate.

Fluxul luminos care trece prin stratul absorbant este atenuat conform legii lui Bouguer,

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0\lambda} \cdot 10^{-k(\lambda) l}. \tag{9.3}$$

$k(\lambda)$ fiind coeficientul de absorbție, iar l — grosimea stratului *.

---

* În lucrările teoretice, legea lui Bouguer se scrie de obicei sub forma

$$\Phi_\lambda = \Phi_{0\lambda} e^{-k(\lambda) l}. \tag{9.3'}$$

Evident, coeficientul de absorbție definit prin relația (9.3) se deosebește de coeficientul de absorbție determinat din relația (9.3′) prin factorul 0,43 — modulul trecerii de la logaritmul în baza zece, la logaritmul natural.

Legea lui Bouguer poate fi considerată valabilă practic totdeauna, cu excepţia unor fluxuri luminoase de intensitate foarte mare, produse de laseri. Conform acestei legi, pentru coeficientul de transmisie se poate scrie relaţia

$$T_\lambda = (1 - R_\lambda)^2 10^{-k(\lambda)l}. \tag{9.4}$$

Aici R_λ este coeficientul de reflexie a luminii de suprafaţa filtrului.

De obicei, în tabelele în care sînt prezentate caracteristicile filtrelor optice [9.1], se dau valorile densităţilor optice, $D\lambda$, pentru grosimea activă a filtrului, fără luarea în considerare a pierderilor prin reflexie, adică mărimea $k(\lambda)l$.

Filtrele de bandă îngustă se caracterizează de obicei prin lungimea de undă corespunzătoare maximului de transmisie, λ_{max}, prin transmisia în maxim, T_{max}, şi semilărgimea benzii de transmisie, $\Delta\lambda_{1/2}$. Drept semilărgime a benzii de transmisie se ia intervalul de lungimi de undă, pentru ale cărui limite $T = 1/2\ T_{max}$.

În cazul filtrelor ce se folosesc pentru tăierea domeniilor lungimilor de undă mari sau a domeniului lungimilor de undă mici ale spectrului, uneori se mai indică şi mărimea λ_{lim} adică lungimea de undă pentru care transmisia scade în comparaţie cu transmisia din maxim de două ori.

În majoritatea cazurilor se cere ca întreaga suprafaţă a filtrului să aibă aceeaşi transmisie. Asemenea filtre se confecţionează de obicei sub formă de plăci plan-paralele sau cuve de aceeaşi formă, umplute cu o soluţie absorbantă. În unele cazuri filtrele se fac sub formă de tuburi care înconjoară sursa de lumină sau obiectul iradiat (de pildă, filtrele pentru difuzia combinată şi pentru pompajul optic). Uneori chiar balonul lămpii însuşi are proprietăţi filtrante (lămpi albastre medicinale etc.).

Într-o serie de probleme sînt necesare filtre a căror transmisie să varieze.

Dacă se confecţionează pene din substanţe absorbante, atunci este uşor de văzut că densitatea lor optică depinde liniar de distanţa de la muchie. Asemenea pene se fac din sticlă sau din gelatină colorată. Se utilizează, de asemenea, pelicule metalice, de grosime variabilă, depuse pe sticlă.

Adesea, se confecţionează filtre de densitate variabilă, sub formă de disc (pene circulare) precum şi atenuatori în trepte — filtre a căror transmisie se modifică prin salt la trecerea de la un domeniu al filtrului la altul. Atenuatorii în trepte se folosesc frecvent în spectrofotometrie.

Un filtru absorbant de grosime constantă, în general, atenuează diferit razele de lumină care cad pe el sub unghiuri diferite. Se poate arăta că variaţia relativă a transmisiei, atunci cînd lumina cade pe filtru sub unghiul α, este aproximativ egală cu

$$\frac{\Delta T_\lambda}{T_\lambda} \approx 1{,}2 D_\lambda \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}.$$

De exemplu, transmisia unui filtru optic de sticlă ($n = 1{,}5$), cu densitatea optică $D_\lambda = 2$ va fi pentru razele de lumină care cad sub un unghi de incidenţă $\alpha = 30°$, cu 27% mai mică faţă de transmisia sa pentru razele înclinate normal pe el. Din acest exemplu se vede că în cazul utilizării filtrelor de absorbţie pentru măsurători cantitative, în fascicule luminoase cu aperturi unghiulare mari, trebuie luată în consideraţie creşterea absorbţiei razelor înclinate.

Trebuie, de asemenea, avut în vedere că fluxul luminos absorbit de un filtru de absorbţie se transformă total în căldură, astfel încît filtrele se încălzesc uneori foarte puternic. Aceasta provoacă nu numai o anumită variaţie a caracteristicilor optice ale filtrului, ci uneori şi distrugerea lor.

Filtrele optice de sticlă. În prezent, cele mai folosite filtre optice de absorbţie sînt cele de sticlă. Industria noastră livrează seturi de sticle colorate cu dimensiunile 80 × 80 mm² sau 40 × 40 mm², constînd din 117 bucăţi etalonate [9.1]. Mai jos, sînt date unele caracteristici ale acestor sticle (figurile 9.2 — 9.12, în paranteză fiind date grosimile lor).

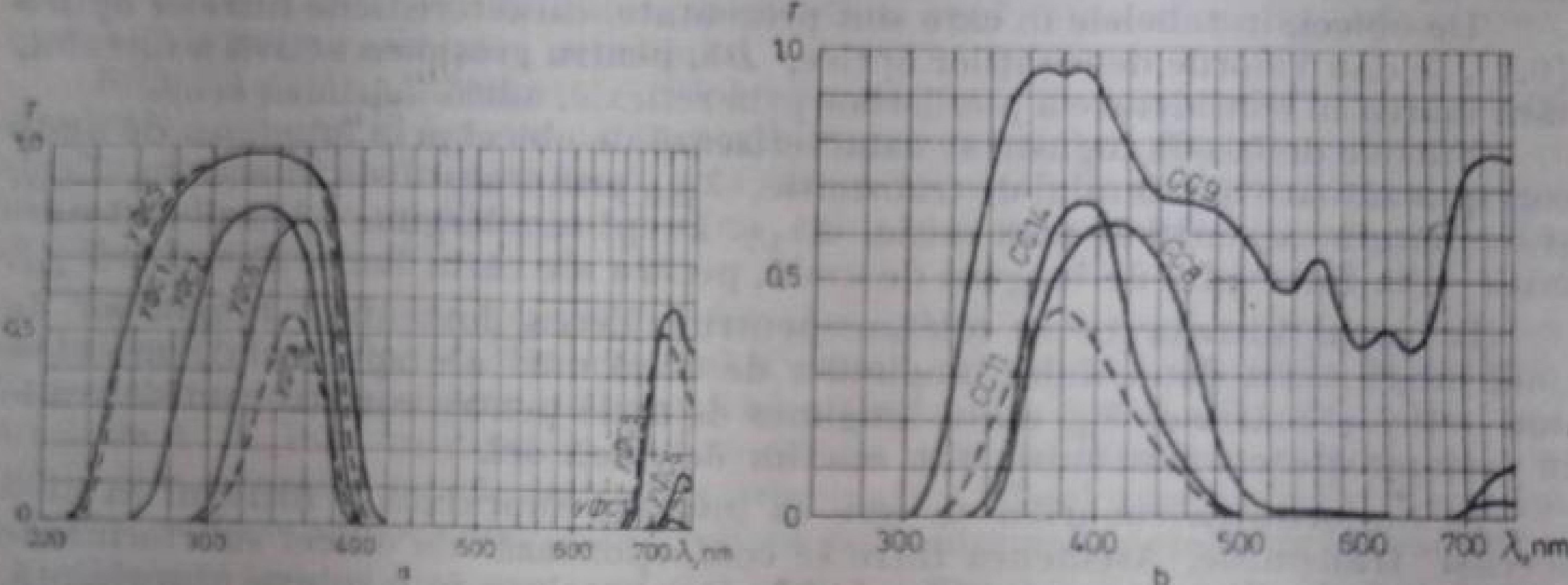


Fig. 9.2. Coeficientul de transmisie al filtrelor ultraviolete (a) şi albastre (b) (3 mm).

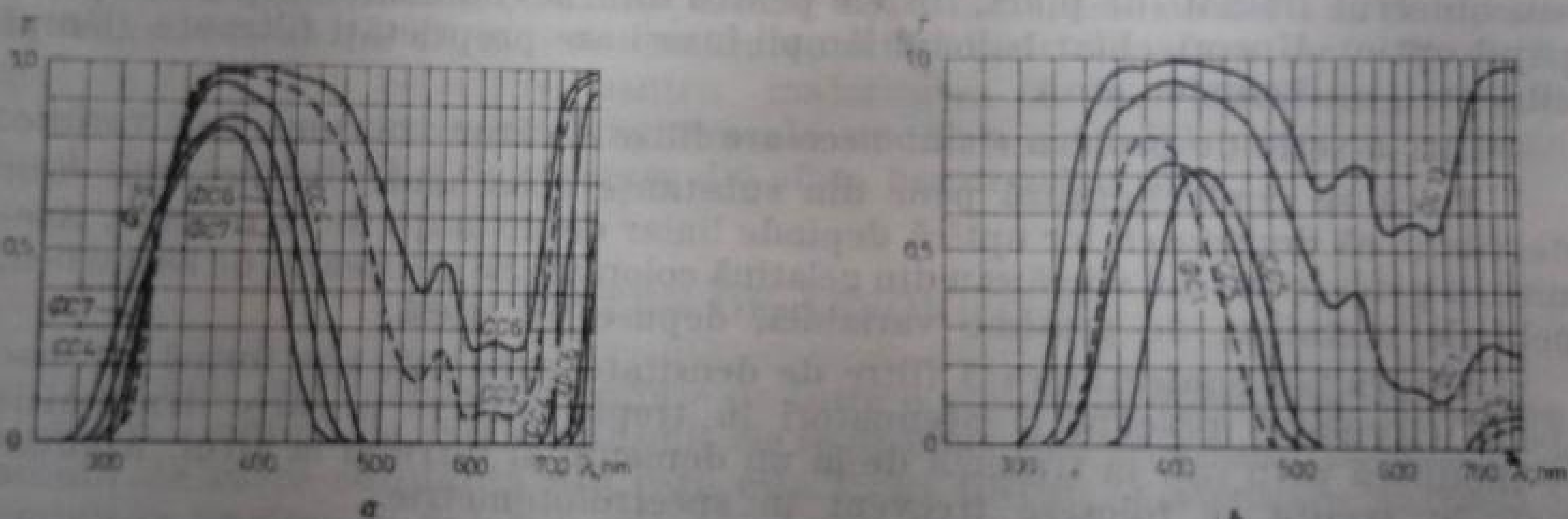


Fig. 9.3. Coeficientul de transmisie al filtrelor violete şi albastre (3 mm).

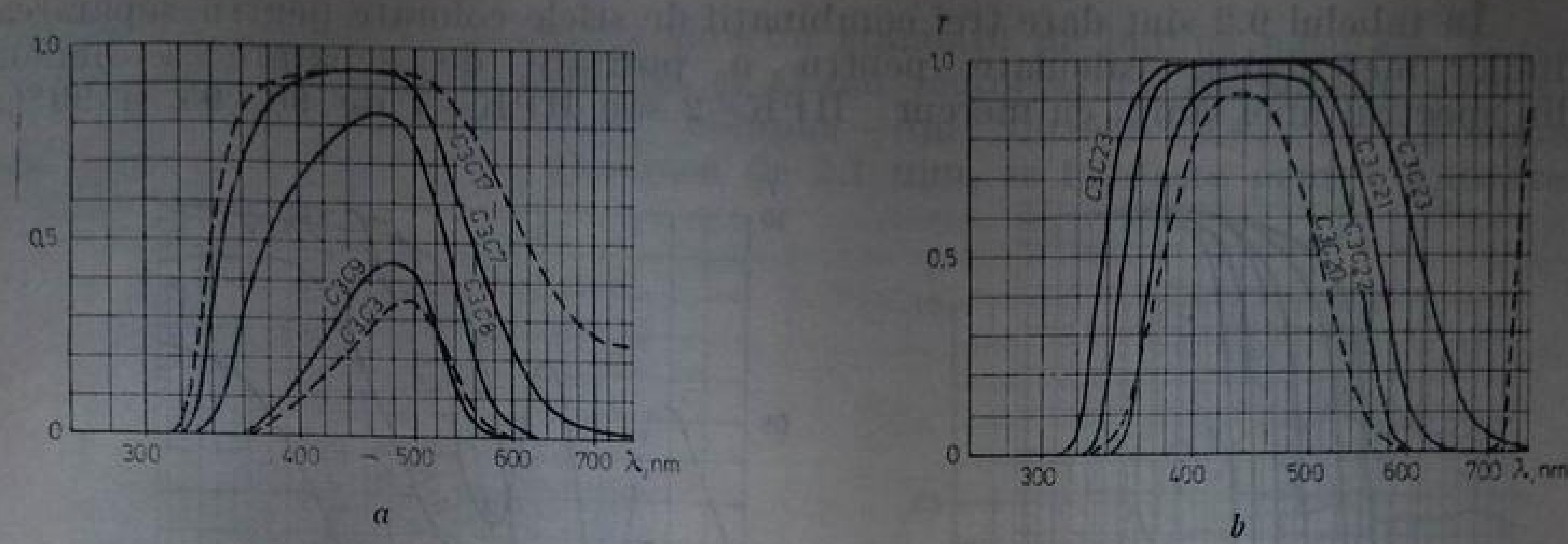
Filtrele optice din sticlă prezintă, faţă de celelalte filtre, o serie de avantaje, dintre care enumerăm în primul rînd: stabilitate faţă de acţiunea luminii şi căldurii precum şi omogenitate şi calităţi optice superioare.

Gama de sticle colorate este suficient de bogată şi permite, aproape în toate cazurile, să se rezolve atît problema monocromatizării prealabile, cît şi pe cea a înlăturării părţii nedorite a spectrului (mai ales cea de lungimi de undă mici).

Aşezînd unul după altul cîteva filtre optice din sticlă se pot obţine filtre de bandă suficient de îngustă pentru întregul domeniu vizibil şi pentru ultravioletul apropiat.

În tabelul 9.1 sînt date combinaţii de filtre care au o transmisie de 30% din transmisia maximă, totodată lărgimea benzii de transmisie cea mai mică şi care acoperă întregul domeniu ultraviolet apropiat şi vizibil ale spectrului [9.1].

Un alt tip de filtre optice combinate din sticle colorate este destinat pentru separarea celor mai strălucitoare linii ale spectrului mercurului.



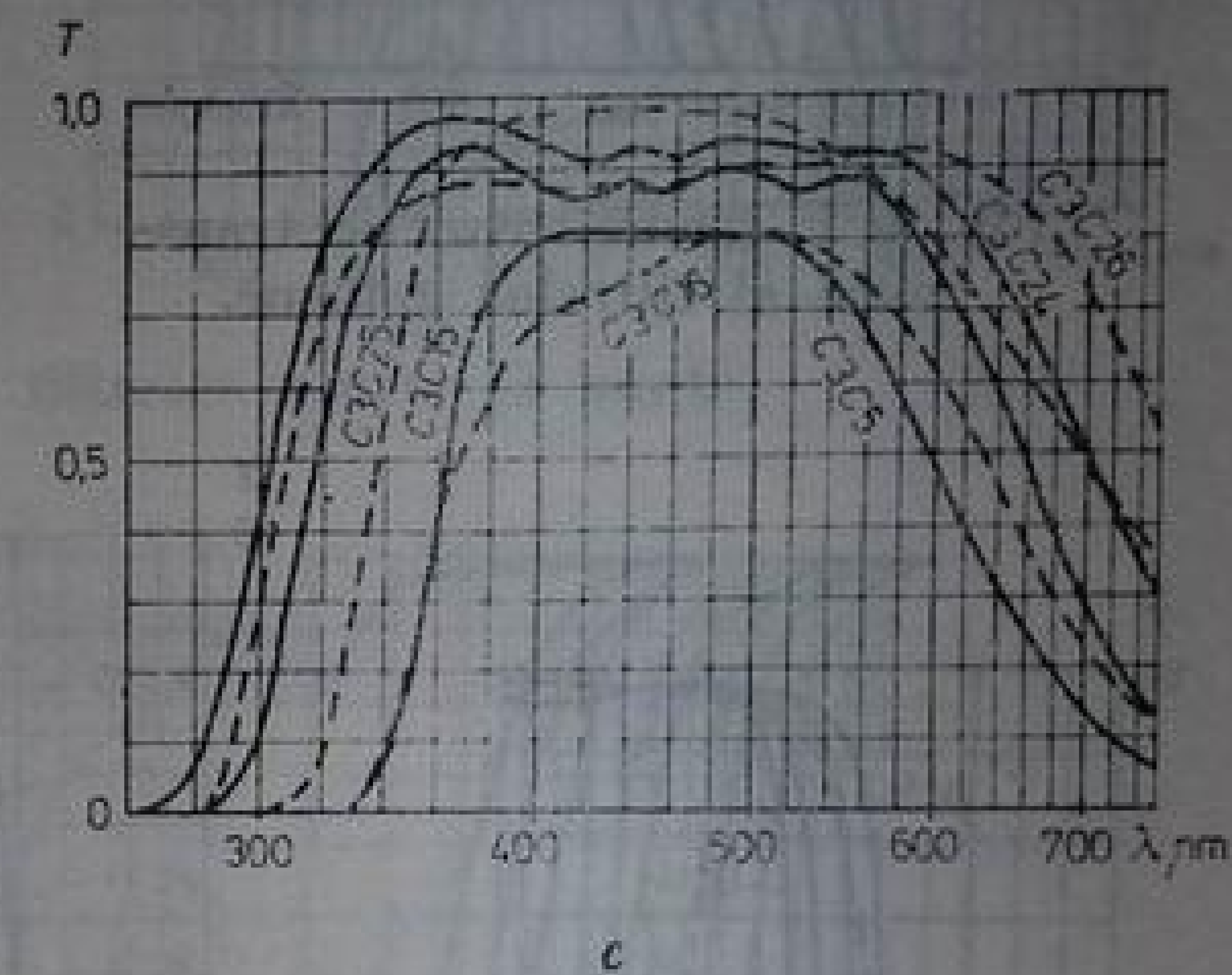


Fig. 9.4. Coeficientul de transmisie al filtrelor albastru-verzi (3 mm).

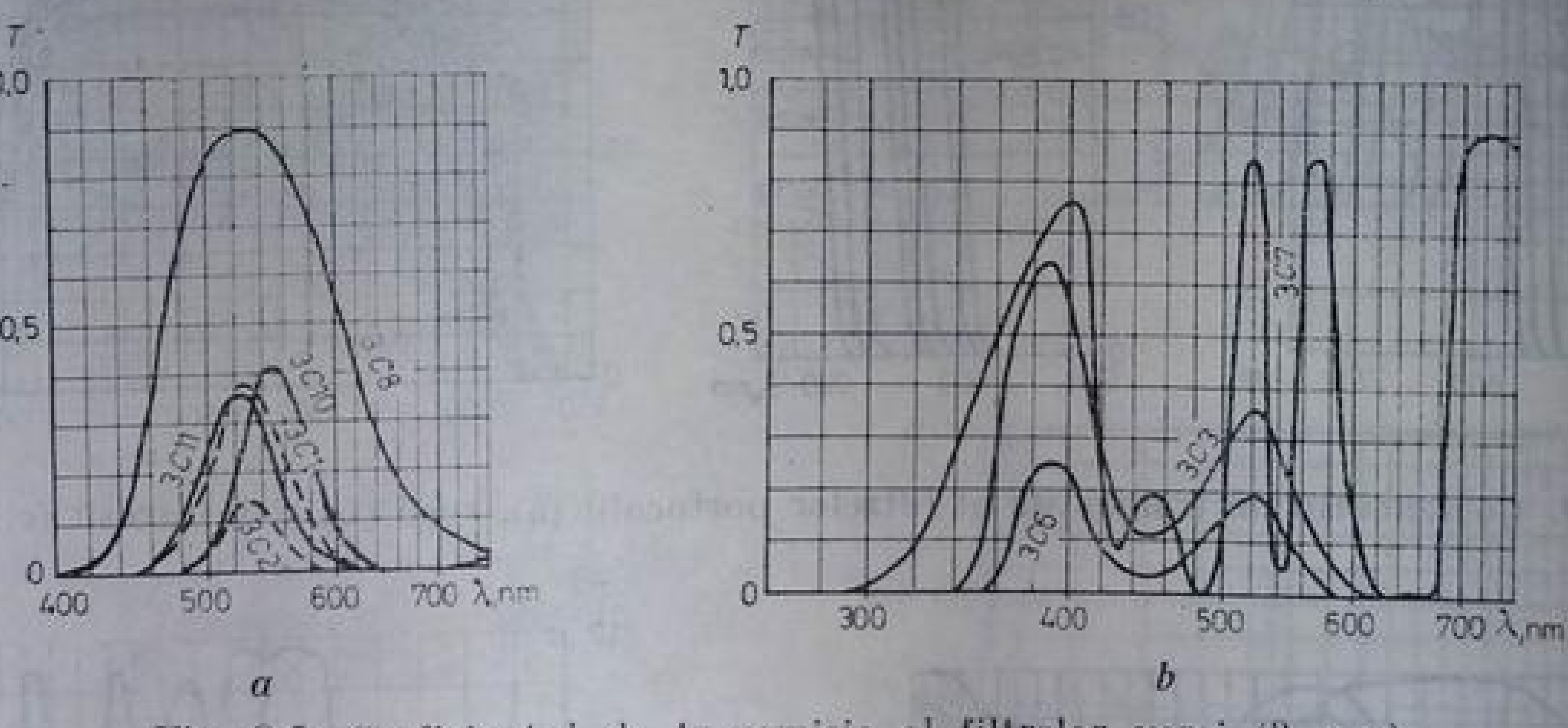


Fig. 9.5. Coeficientul de transmisie al filtrelor verzi (3 mm).

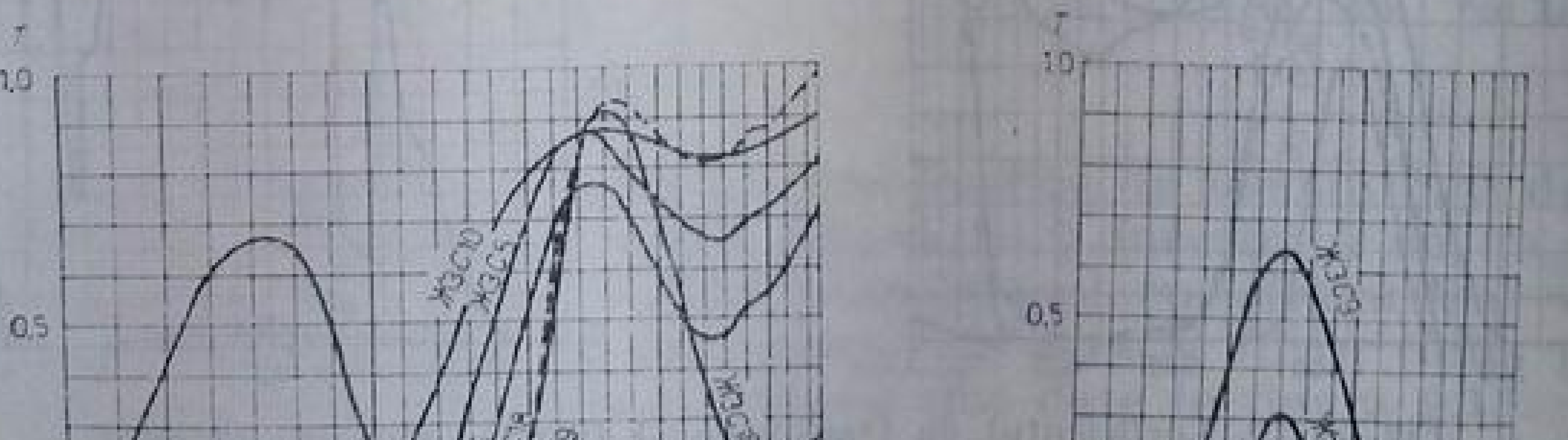


Fig. 9.6. Coeficientul de transmisie al filtrelor galben-verzi (3 mm).

17 — C. 225 18

În tabelul 9.2 sînt date trei combinații de sticle colorate pentru separarea liniilor mercurului, calculate pentru o puritate de separare a liniilor din spectrul unei lămpi cu mercur ПРК—2 sau ПРК—4 de 90, 95 și 99%.

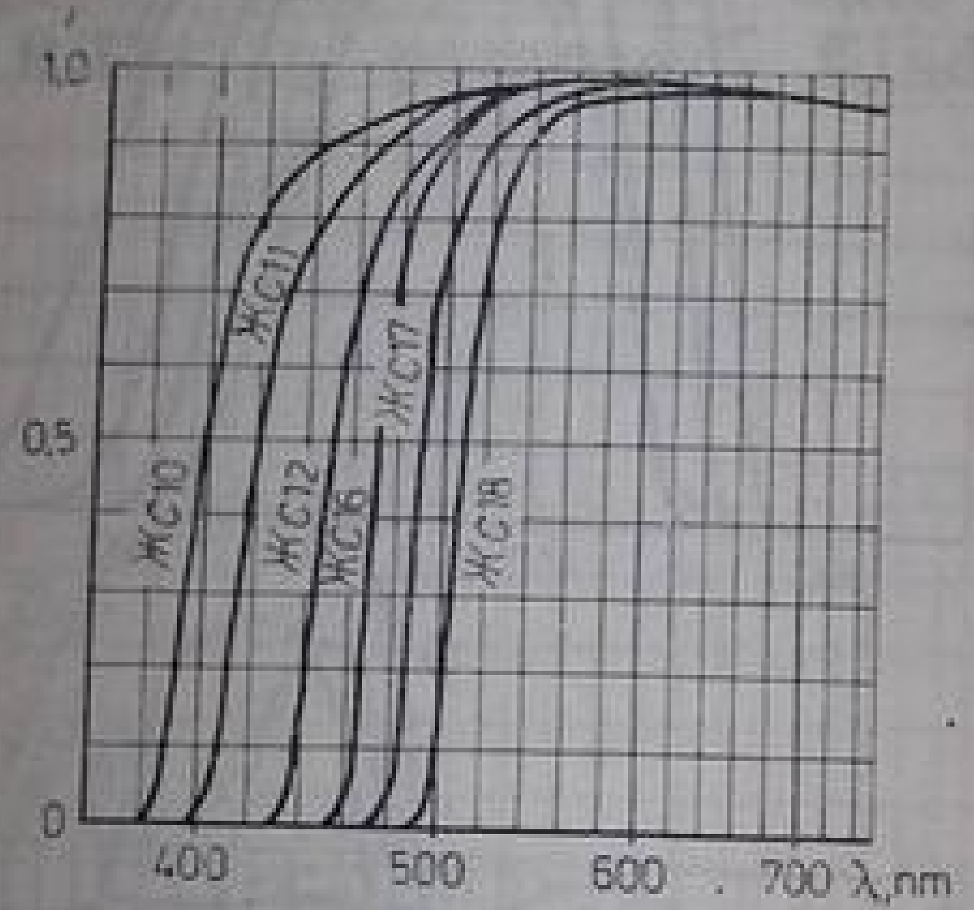


Fig. 9.7. Coeficientul de transmisie al filtrelor galbene.

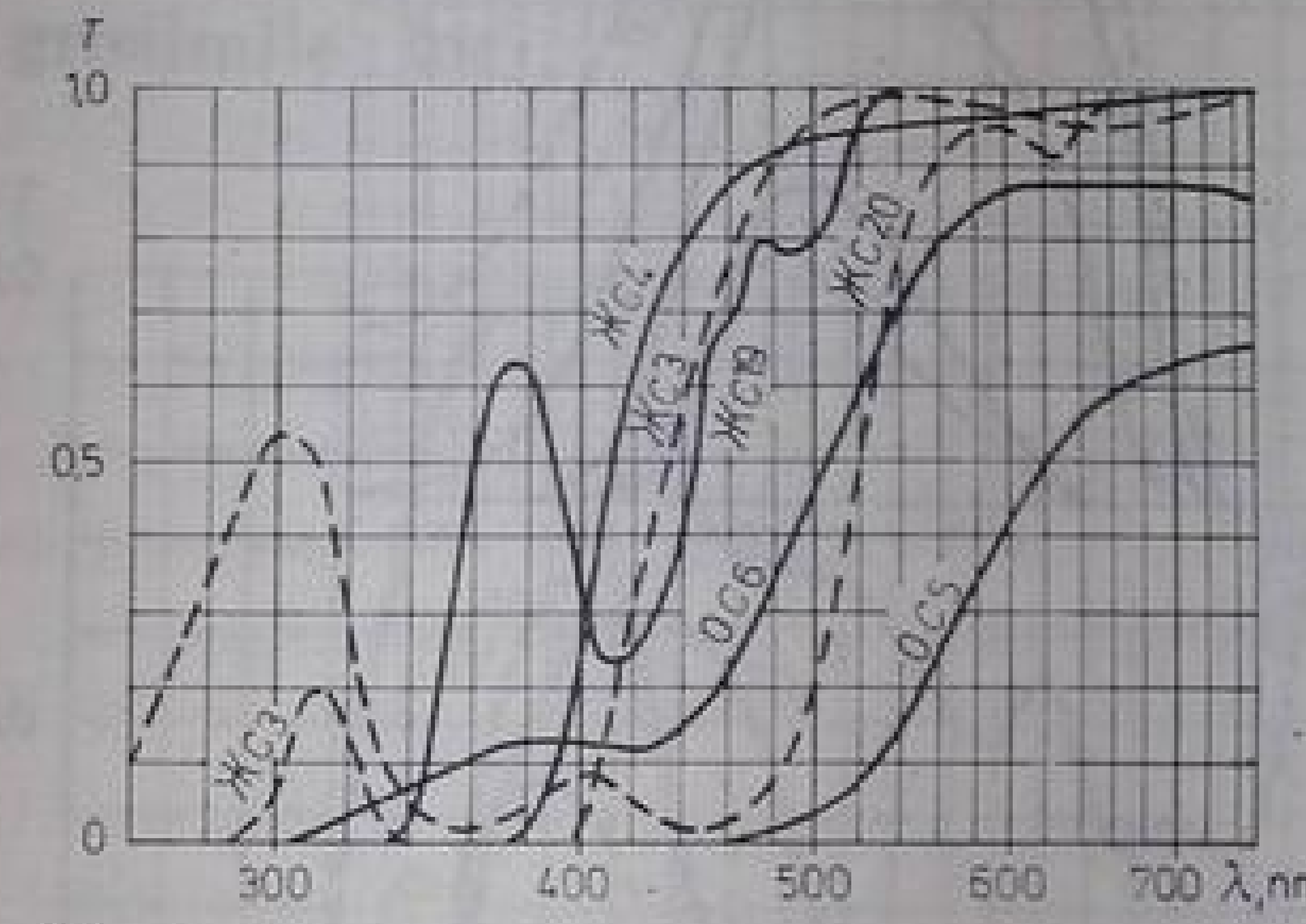


Fig. 9.8. Coeficientul de transmisie al filtrelor galbene și portocalii (3 mm).

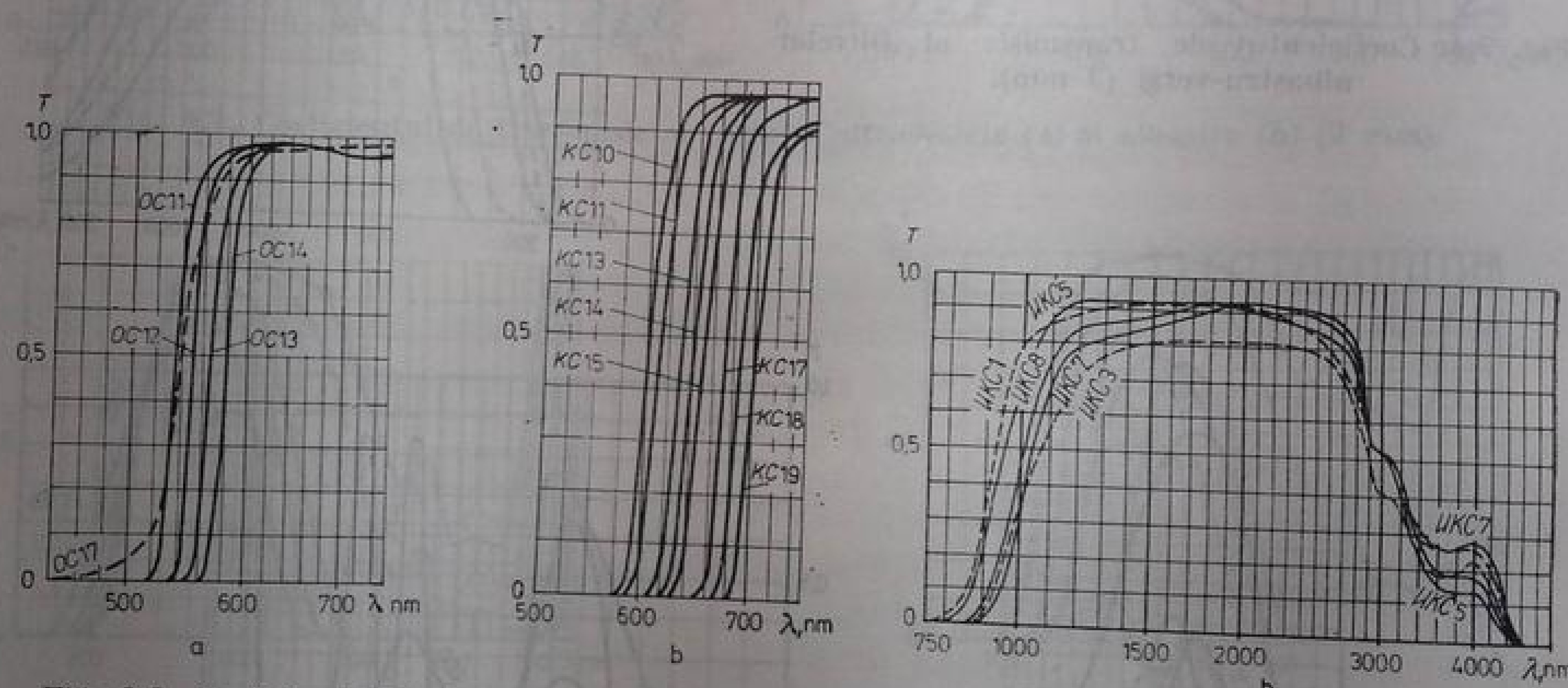


Fig. 9.9. Coeficientul de transmisie al filtrelor portocalii (a), roșii (b) și infraroșii (c. 3 mm).

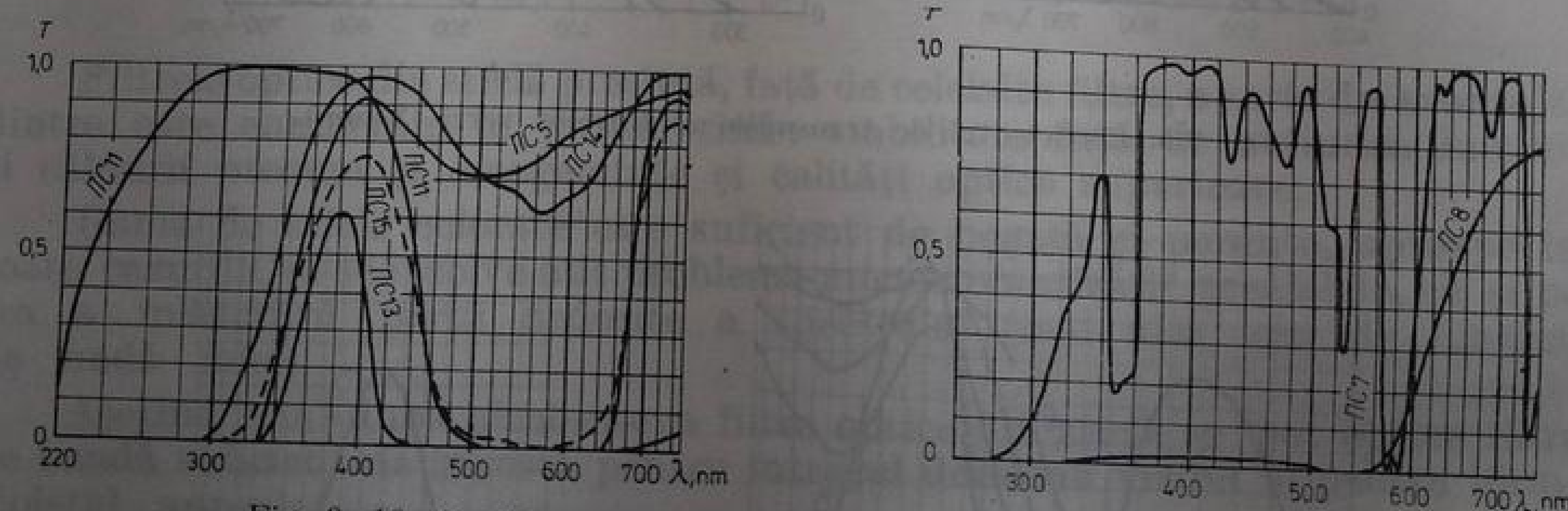


Fig. 9. 10. Coeficientul de transmisie al filtrelor purpurii (3 mm).

(Sub denumirea de puritate de separare se subînțelege fluxul luminos de o anumită lungime de undă, raportat la întregul flux, transmis de filtru.)

În tabelul 9.3 sînt date combinații ale sticlelor colorate, care transformă distribuția de energie a emisiei unei lămpi cu incandescență cu temperatura

de 2854 K (sursa A) în emisia surselor standard de lumină naturală, B (cu temperatura de culoare 4800 K) și C (cu temperatura de culoare 6500K).

Un filtru optic combinat, compus din filtrele ЗС8, cu grosimea de 1,9 mm, și ЖЗС18, cu grosimea de 2,1 mm, se folosește pentru ajustarea

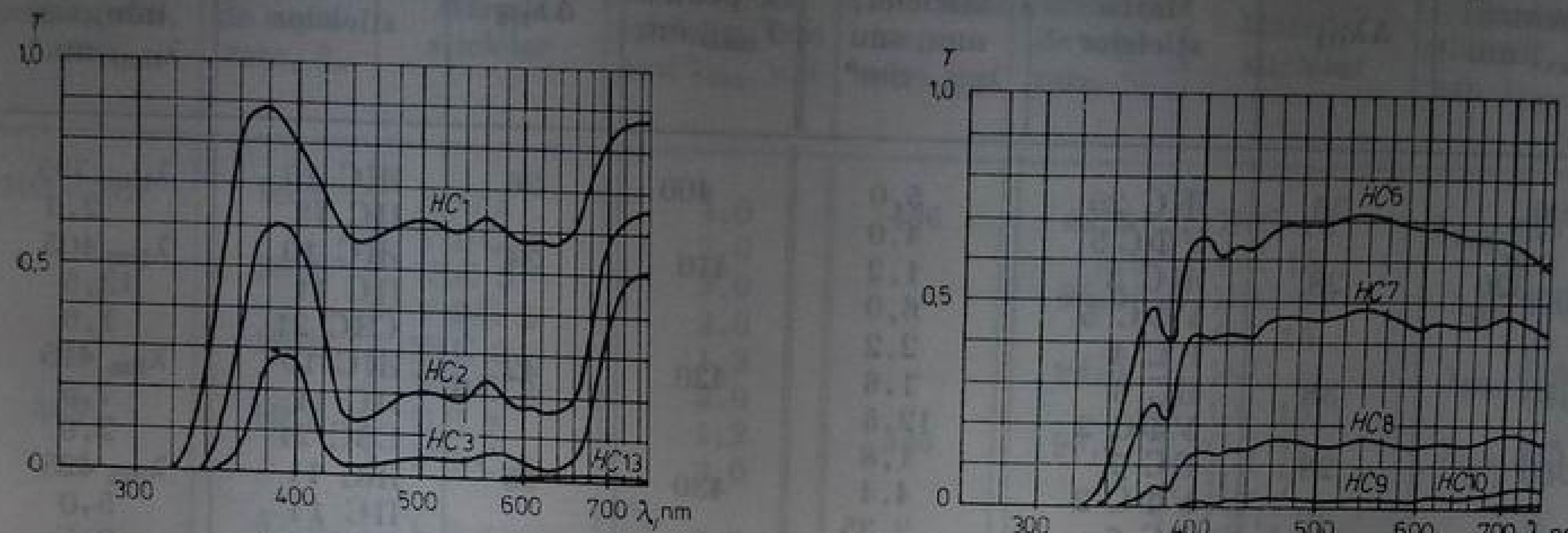
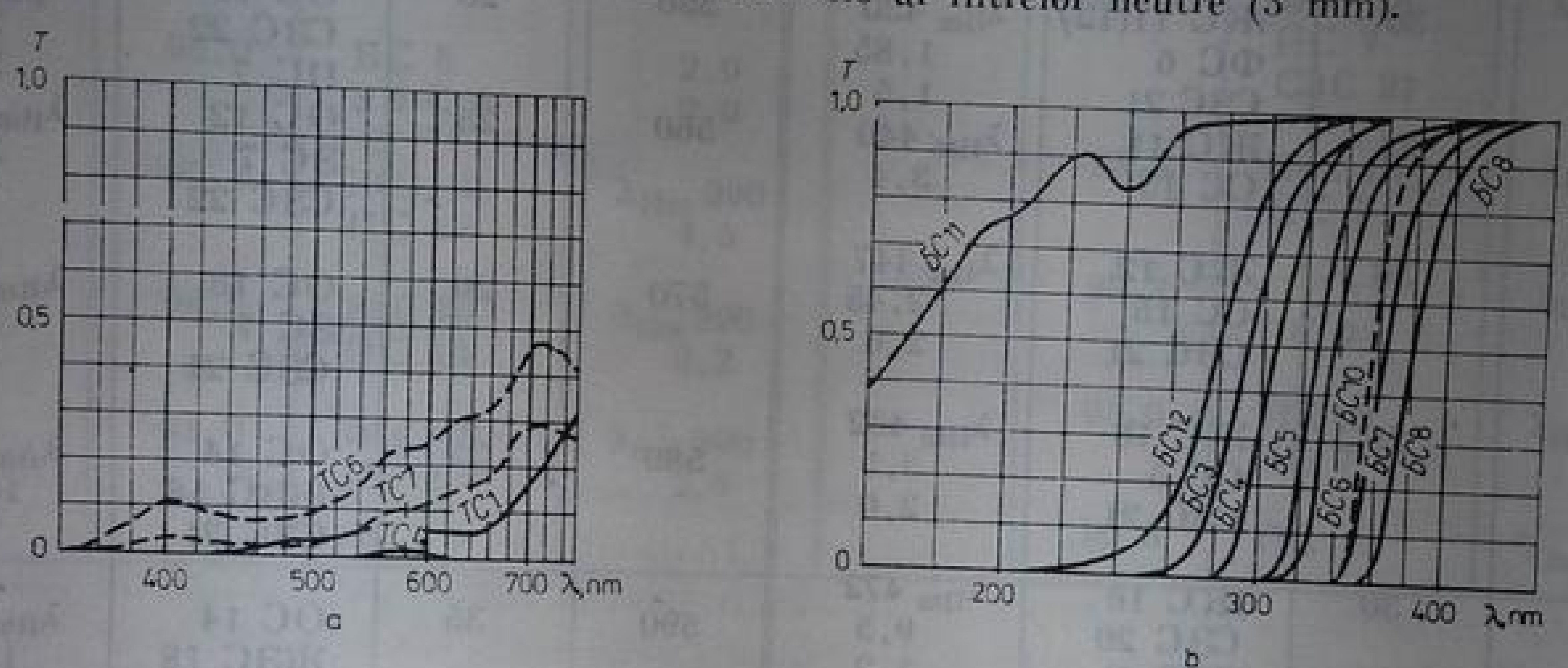


Fig. 9.11. Coeficientul de transmisie al filtrelor neutre (3 mm).



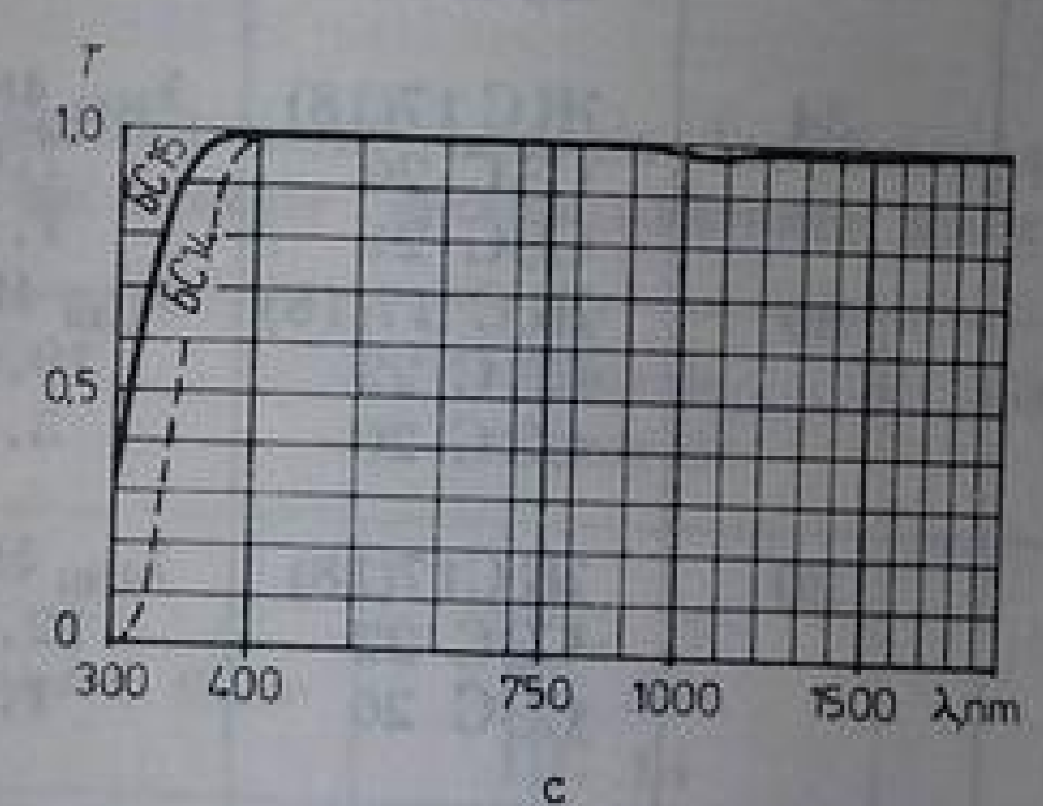


Fig. 9.12. Coeficientul de transmisie al filtrelor de culoare închisă (a) și a celor de culoare deschisă (b, c) (3 mm).

curbei spectrale a sensibilității celulei fotoelectrice de seleniu față de sensibilitatea spectrală a ochiului. O celulă fotoelectrică înzestrată cu un astfel de filtru (ochiul artificial) dă un curent proporțional cu strălucirea vizuală a obiectului. Curbele spectrale de transmisie ale acestui filtru (linia punctată) și a sticlelor ЗС8 și ЖЗС18 care-l compun sînt date în figura 9.13.

Una dintre varietățile de filtre combinate o constituie filtrele încrucișate, utilizate larg în studiul emisiilor fotostimulate (diferite tipuri de difuzie a luminii, de luminescențe etc.). Primul dintre aceste filtre transmite radiația de excitare, dar reține radiația sursei excitate în acel domeniu al spectrului, în care se află liniile studiate sau benzile de difuzie sau de luminescență. Acest filtru se așază între sursa de excitare și probă. Cel de al doilea filtru, așezat

27

Tabelul 9.1

Filtre optice care delimitează diferite intervale ale domeniilor ultraviolet și vizibil ale spectrului $T_{max} = 30\%$

λ pentru T_{max}, nm	$\Delta\lambda_{1/2}$	Marca sticlelor	Grosimea sticlelor, mm, sau λ_{lim}, nm*
300	36	ЖС 20	5,0
		УФС 5	4,0
315–320	28	ЖС 3	1,2
		УФС 5	6,0
		БС 4	2,2
340	38	БС 6	1,6
		УФС 2	12,5
360	28	БС 7	1,8
		УФС 2	4,4
380	24	БС 8	2,35
		УФС 6	4,5
440	30	ЖС 11(12)	λ_{lim} 430
		ФС 6	1,85
		СЗС 21	1,5
450	34	ЖС 11	λ_{lim} 440
		СС 15	3,4
460	38	ЖС 12	λ_{lim} 447
		СС 15	2,45
		СЗС 21	2,0
470	25	ЖС 16	λ_{lim} 462
		СС 5	3,5
		СЗС 21	2,0
480	30	ЖС 16	λ_{lim} 472
		СЗС 20	9,5
		СЗС 21	1,2
490	34	ЖС 17(18)	λ_{lim} 482
		СЗС 20	7,05
		СЗС 21	1,5
500	35	ЖС 17(18)	λ_{lim} 490
		СЗС 22	10,5
		СЗС 20	3,2
510	30	ЖС17(18)	λ_{lim} 502
		СЗС 22	12,5
		СЗС 20	1,35
520	32	ЖС 18	λ_{lim} 512
		СЗС 22	11,0
530	35	ЖС 18	λ_{lim} 523
		(ОС 11)	6,25
		СЗС 22	
540	30	ОС 11	λ_{lim} 530
		СЗС 22	4,1
		ПС 7	2,0

λ pentru T_{max}, nm	$\Delta\lambda_{1/2}$	Marca sticlelor	Grosimea sticlelor, mm, sau λ_{lim}, nm*
400	26	ЖС 10	λ_{lim} 395
		ПС 13	2,3
410	34	ЖС 10	λ_{lim} 405
		ПС 11	13,5
		СЗС 21	1,0
420	42	ЖС 10	λ_{lim} 415
		ПС 11	7,5
		СЗС 21	2,0
430	35	ЖС 11	λ_{lim} 425
		ПС 11	5,0
		СЗС 21	2,5
550	28	ОС 11	λ_{lim} 537
		СЗС 22	3,0
		ПС 7	3,0
560	25	ОС 12	λ_{lim} 545
		ЗС 7	3,0
		СЗС 22	1,9
570	20	ОС 13	λ_{lim} 563
		ЗС 7	3,0
		СЗС 21	4,0
580	35	ОС 14	λ_{lim} 570
		ЖЗС 18	10,0
		СЗС 21	1,6
590	35	ОС 14	λ_{lim} 580
		ЖЗС 18	10,0
		СЗС 23	1,96
600	32	КС 10	λ_{lim} 590
		ЖЗС 18	9,5
620	50	КС 11	λ_{lim} 608
		СЗС 23	3,25
640	56	КС 13	λ_{lim} 628
		СЗС 23	1,5
		СЗС 25	1,9
660	60	КС 14	λ_{lim} 644
		СЗС 25	4,5
680	56	КС 17	λ_{lim} 666
		СЗС 26	13,5
700	60	КС 13	λ_{1m} nu este normat
		ЗС 7	5,0
		СЗС 26	8,1

* λ_{lim} este lungimea de undă limită, corespunzătoare extremității lungimilor de undă mari ale transmisiei (pentru sticlele a căror grosime nu este dată).

Tabelul 9.2

Filtre optice pentru separarea liniilor din spectrul mercurului [9.1]

λ a liniilor mercurului, nm	Puritatea de separare, %	Mărcile sticlelor	Grosimea sticlelor, mm sau λ_{lim}, nm	λ a liniilor mercurului, nm	Puritatea de separare, %	Mărcile sticlelor	Grosimea sticlelor, mm sau λ_{lim}, nm
303–313	99,0	ЖС 3 УФС 2	4,0 2,0	436	99,8	ЖС 12 СС 15	λ_{lim} 435 2,0
	95,5	ЖС 3 УФС 2	2,0 2,0		95,5	ЖС 11 СС 15	λ_{lim} 420 1,5
	90,0	ЖС 3 УФС 2	1,2 2,0		94,3	ЖС 11 СС 15	λ_{lim} 420 1,2
365	99,8	БС 7 УФС 6	1,2 3,0	546	99,1	ОС 11 ПС 7 СЗС 21	λ_{lim} 535 5,0 5,0
	97,8	БС 6 УФС 6	2,0 2,5		97,5	ЖС 18 ПС 7 СЗС 21	λ_{lim} 510 5,0 2,0
	95,0	БС 5 УФС 6	2,0 2,0		93,2	ЖС 18 ПС 7	λ_{lim} 510 5,0
405	99,4	ЖС 10 ПС 13	λ_{lim} 390 4,5	578	99,3	ОС 13 ЗС 7	λ_{lim} 565 3,0
	96,3	ЖС 10 ПС 13	λ_{lim} 390 3,2		95,0	ПС 13 ЗС 7	λ_{lim} 565 1,0
	91,0	ЖС 10 ПС 13	λ_{lim} 390 2,5		90,0	ОС 13	λ_{lim} 565

Tabelul 9.3

Filtre optice care transformă distribuţia de energie a emisiei unui bec cu incadescenţă care are temperatura de culoare de 2854 K în distribuţia de energie corespunzătoare altor surse

Filtrul optic	Mărcile sticlelor	Grosimea, mm
B (transformă radiaţia emisă de un bec în radiaţia unei surse standard de lumină naturală, *B*, $T_{cul} = 4800$ K)	СЗ С 17 ПС 5 ПС 14	5,1 5,85 4,8
C (transformă radiaţia emisă de un bec în radiaţia unei surse standard de lumină naturală, *C*, $T_{cul} = 6500$ K)	СЗ С 17 ПС 5 ПС 14	6,95 7,4 6,6

între probă şi receptorul de radiaţie, trebuie să reţină radiaţia de excitare, atenuînd la minimum partea studiată a spectrului.

Un exemplu de filtru încrucişat poate fi considerat combinaţia dintre sticlele УФС şi ЖС (v. figurile 9.2 şi 9.7).

Filtre optice lichide. Filtrele optice lichide sînt mult mai puţin comode pentru utilizări practice decît cele din sticlă. Din această cauză, în prezent ele se utilizează rar.

Principalele neajunsuri în utilizarea filtrelor lichide sînt legate de necesitatea folosirii unor cuve. În afară de aceasta, prin încălzirea datorită radiației, ele devin într-o anumită măsură optic neomogene, din cauza convecției.

O proprietate prețioasă a filtrelor lichide este posibilitatea de variație continuă a grosimii stratului absorbant. În figura 9.14 este dată schema unei

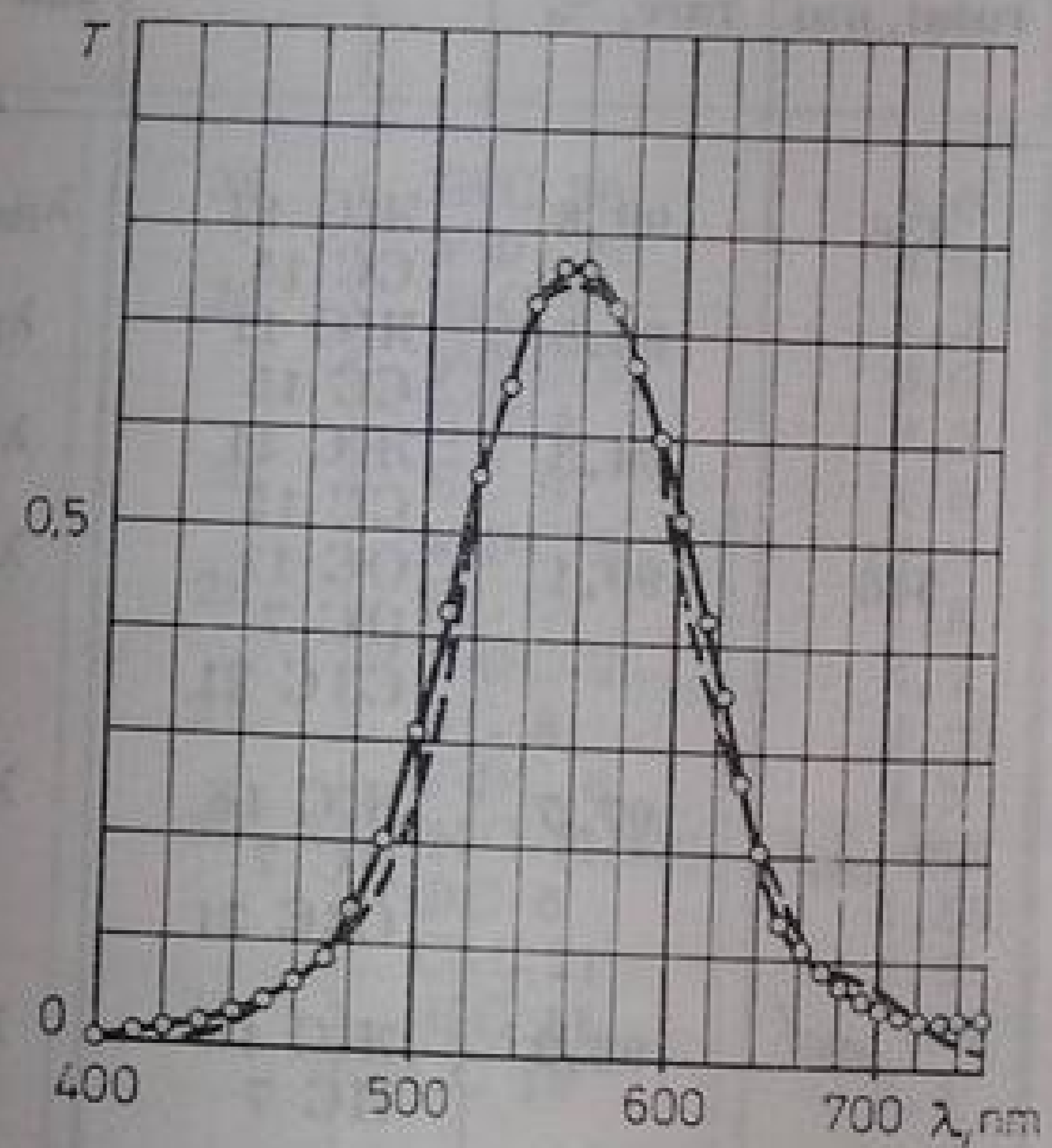


Fig. 9.13. Coeficientul de transmisie al filtrului care ajustează sensibilitatea celulei fotoelectrice cu seleniu la sensibilitatea ochiului.

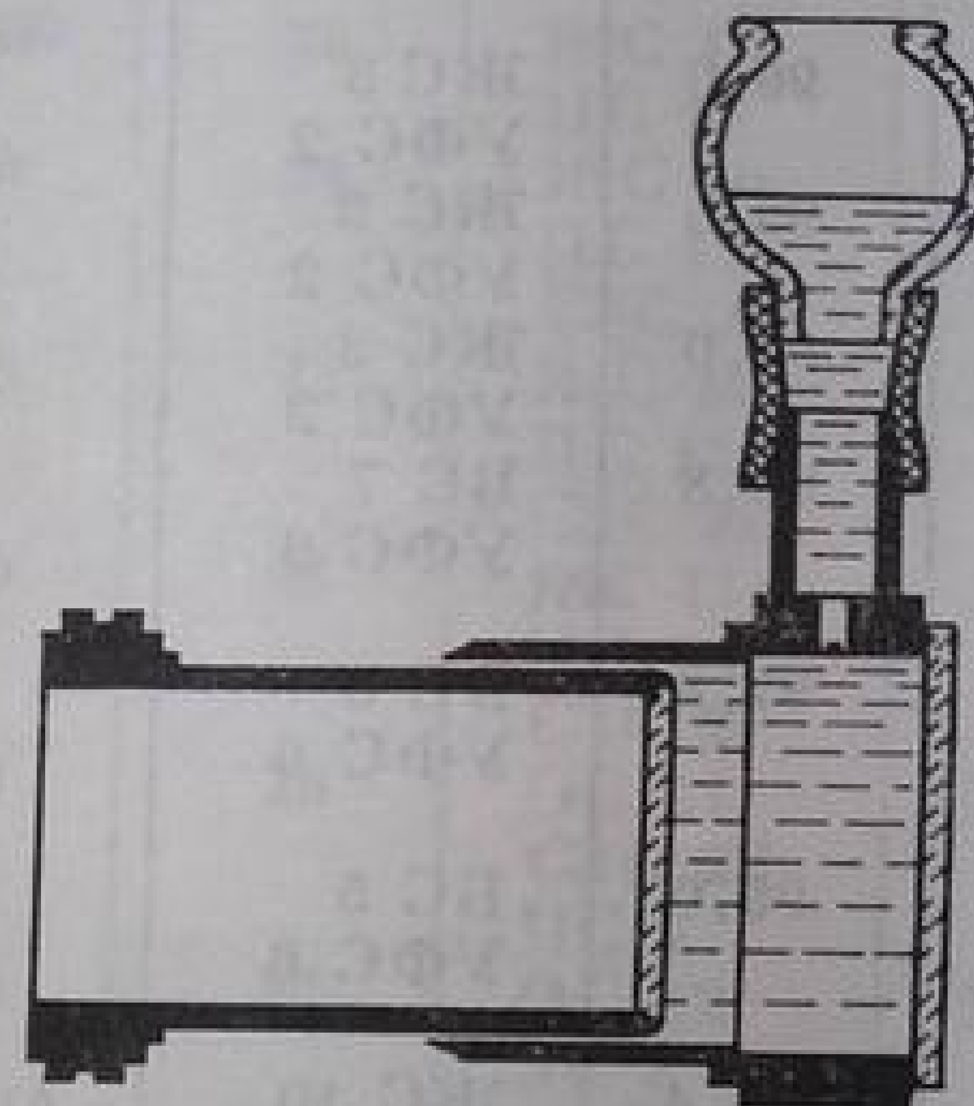


Fig. 9.14. Cuvă de grosime variabilă pentru un filtru de lumină cu lichid.

asemenea cuve, în care o parte din soluția colorată poate ieși într-un rezervor special, dacă se micșorează grosimea stratului de lichid.

Este interesant de menționat că dacă filtrul are două benzi de absorbție care se află departe una de alta și ale căror coeficienți de absorbție se deosebesc substanțial, atunci culoarea filtrului se modifică esențial prin variația grosimii lui. Într-adevăr, în straturi subțiri culoarea este dată numai de o bandă intensă. Prin mărirea grosimii culoarea depinde atît de banda intensă, cît și de banda slabă. Un exemplu caracteristic pentru acest fenomen îl constituie soluțiile sării tetravalente de uraniu și unii coloranți organici.

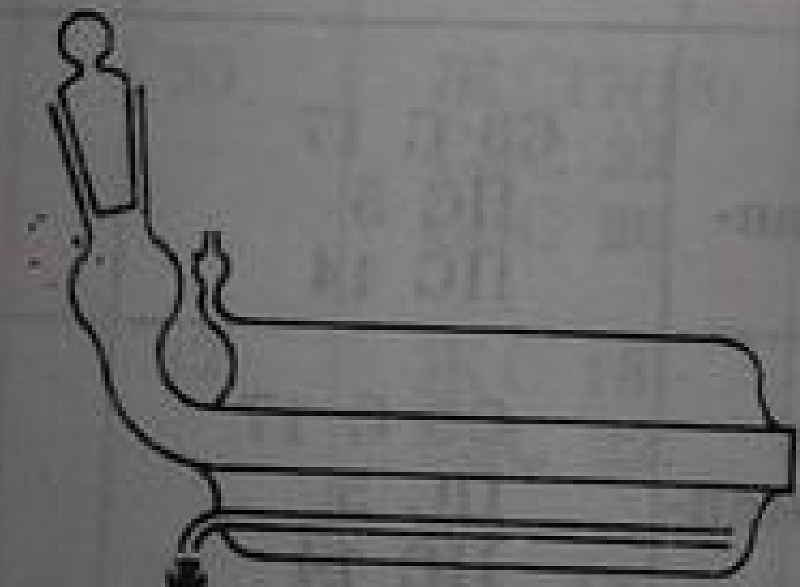


Fig. 9.15. Vas pentru o substanță de iradiat care are o cămașă exterioară, pentru filtru cu lichid.

Uneori filtrele lichide sînt utilizate din cauză că cuvei cu soluția filtru i se poate da ușor forma dorită. Ca exemplu, în figura 9.15 este reprezentat un vas pentru substanța expusă radiației, îmbrăcat într-o cămașă exterioară în care se află filtrul optic. Filtrul lichid poate servi și pentru răcirea sursei de lumină.

Într-o serie de cazuri filtrele optice lichide oferă posibilități mai mari pentru obținerea unor curbe spectrale de transmisie de o formă anume față de filtrele de sticlă. Astfel, filtrele de sticlă care taie domeniul spectral de lungime

de undă mare au de obicei o bandă suplimentară de transmisie în domeniul roșu (v., de exemplu, fig. 9.2).

Pentru înlăturarea domeniilor roșu și infraroșu apropiat ale spectrului, în afară de sticla C3C se mai poate folosi soluția de clorură de cupru sau de

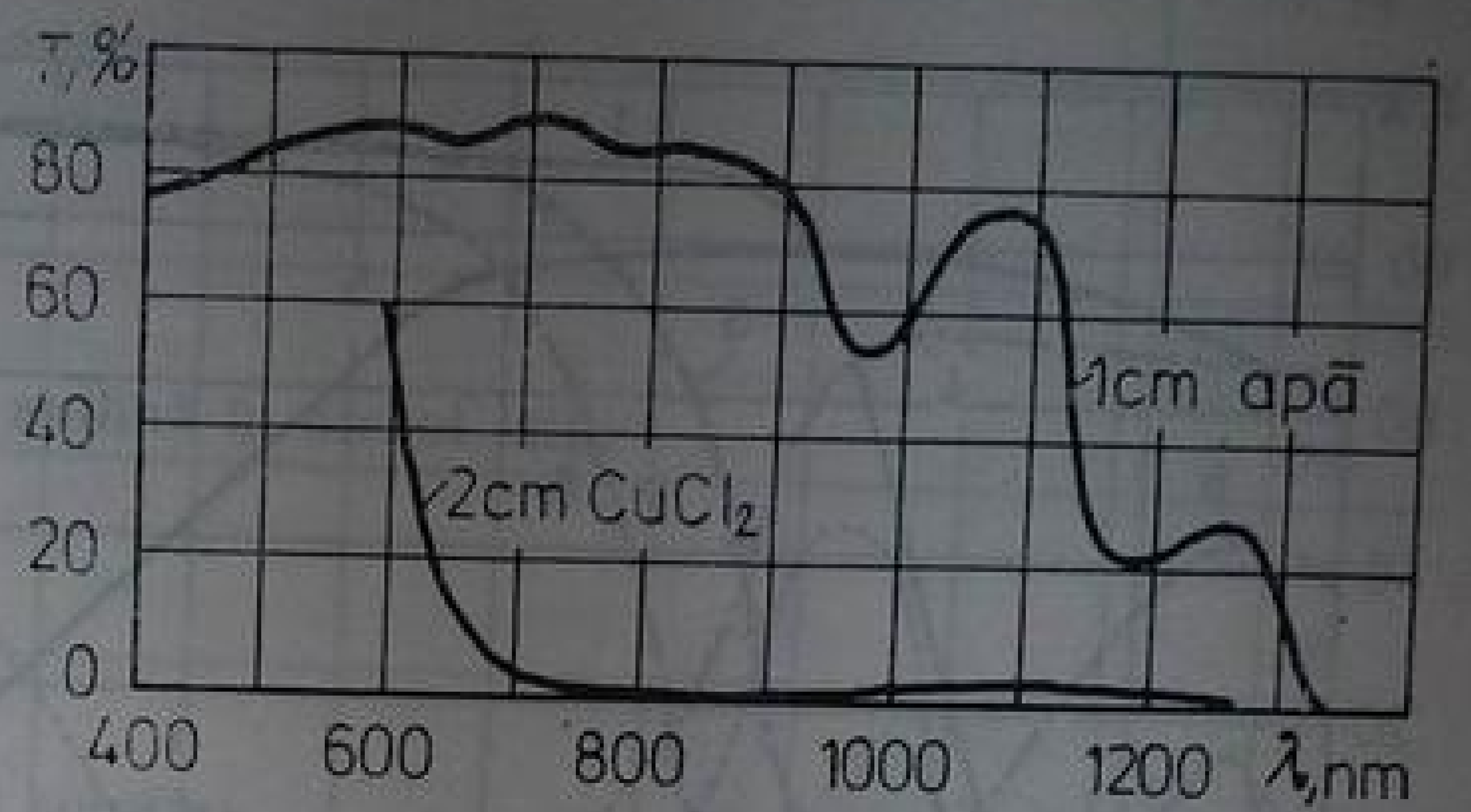


Fig. 9.16. Coeficientul de transmisie al soluției apoase de $CuCl_2$, cu concentrația 2,5%, și al apei.

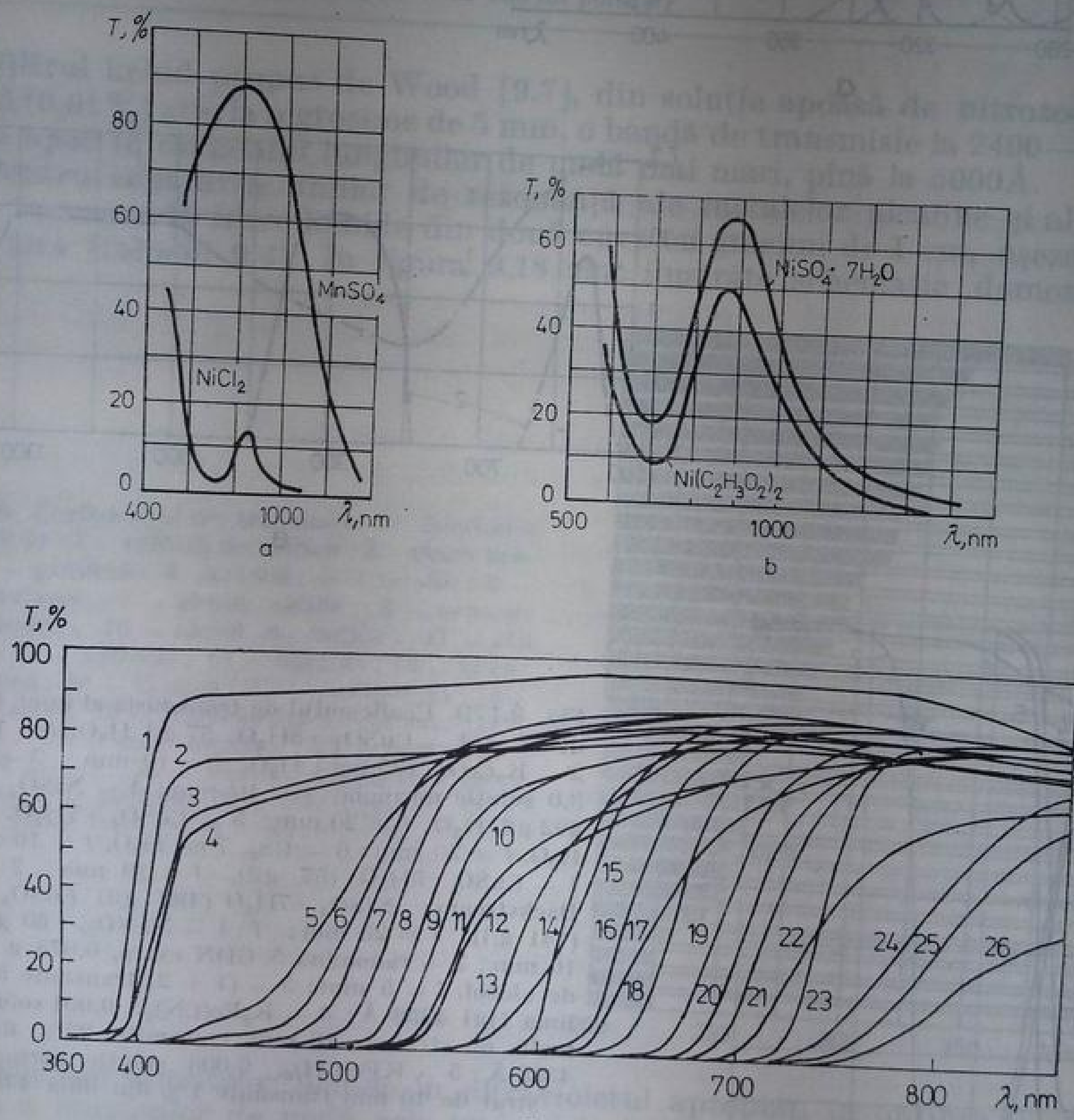
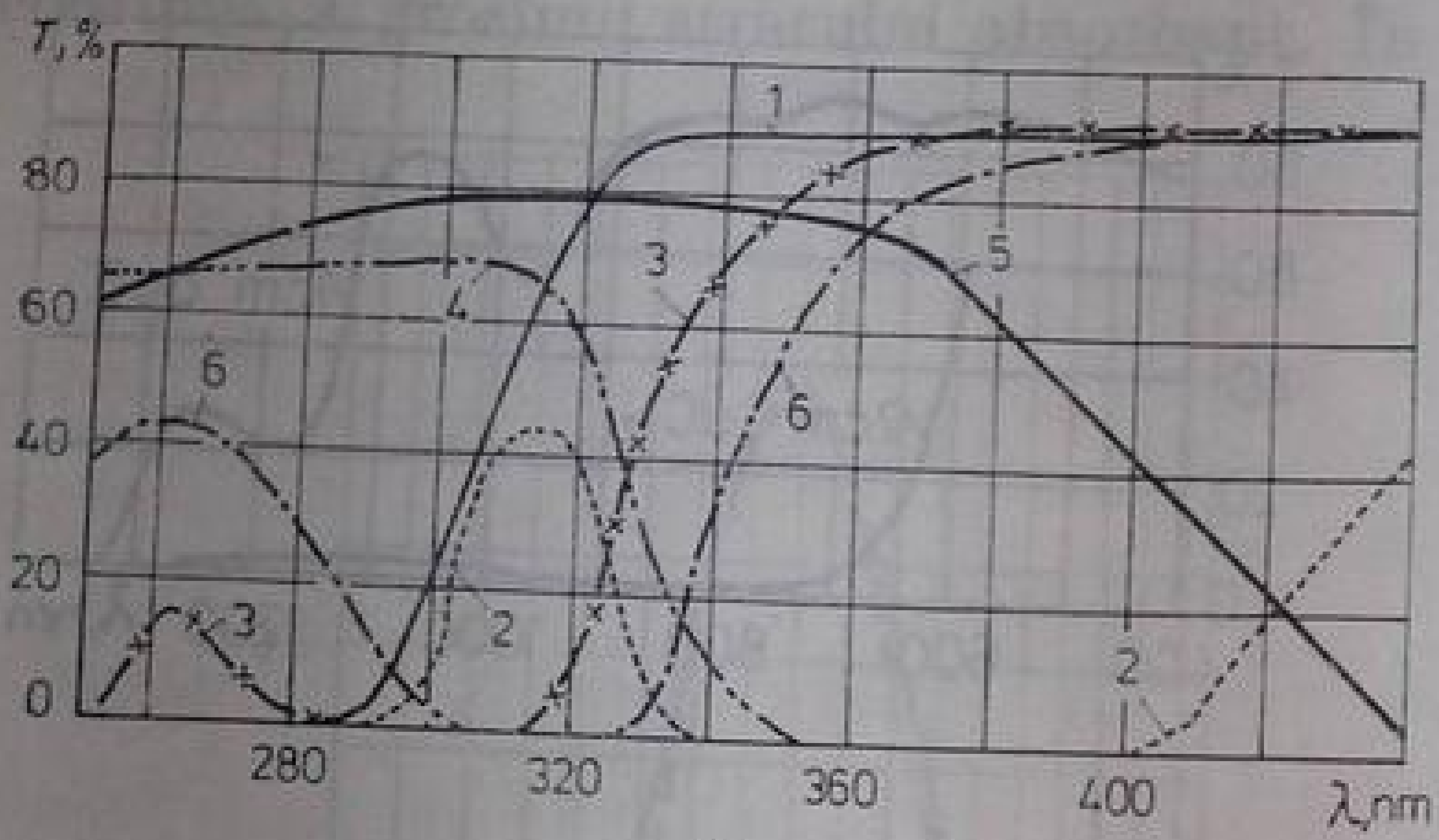


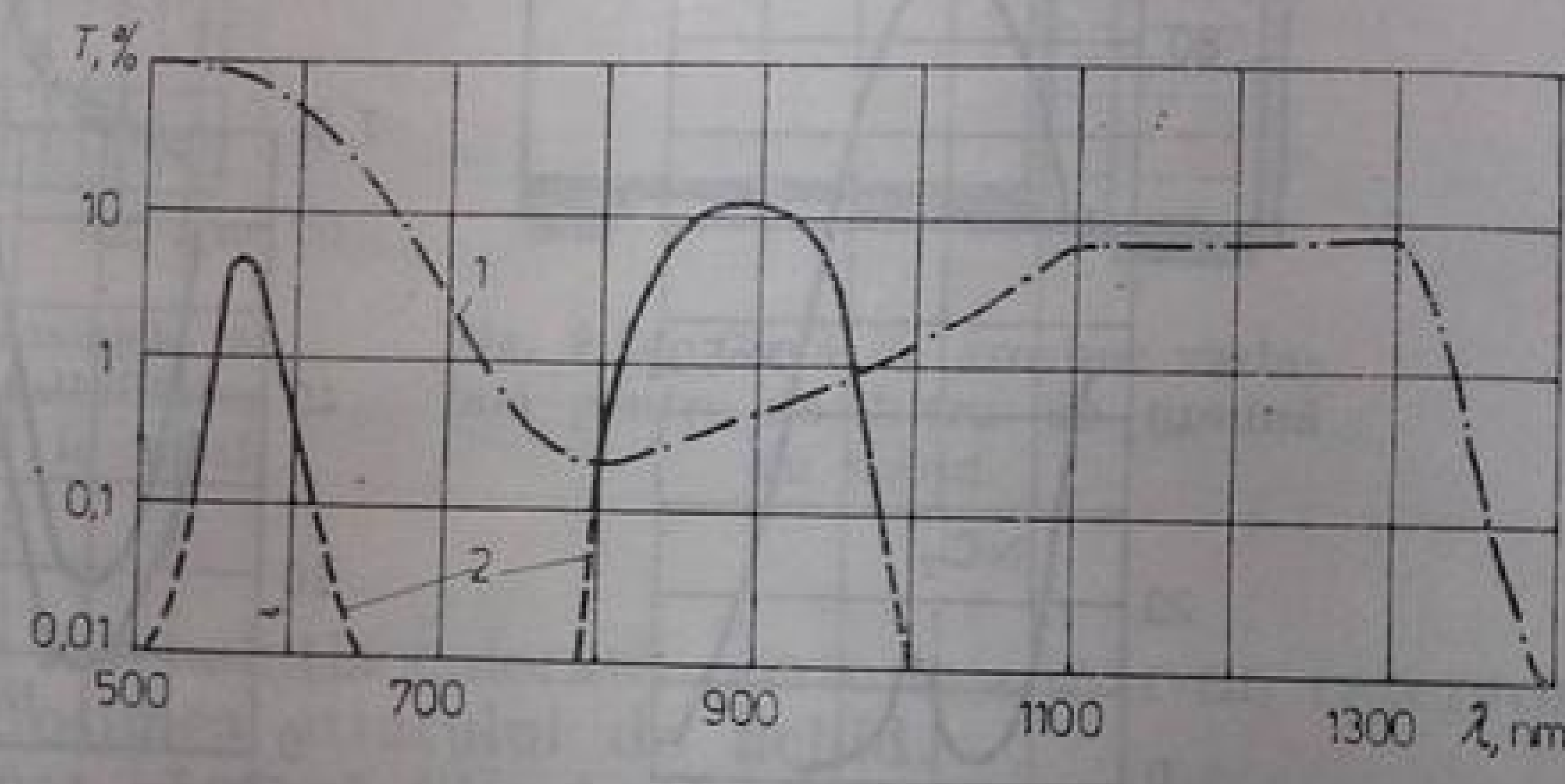
Fig. 9.17. A. Transmisia unor filtre cu lichid. În figura c, grosimea stratului este de 3 cm; solven-
tul este tetraclorură de carbon 1—4 — acetilantracen, 0,5 ; 1 ; 2 și 4 g/l respectiv ; 5—12 — 4o-tolilazo-
o-toluidin, 0,3 ; 0,6 ; 0,85 ; 1,7 ; 3,4 ; 6,8 ; 13,6 și 18,3 g/l, respectiv ; 13 — sudan II, 11,3 g/l ; 14 —
sudan R, 5,0 g/l ; 15 — sudan IV, 2,5 g/l ; 16 — α-fenilazo-α-fenilhidrazonotoluen, 4,13 g/l ; 17 —
sudan III, 13,3 g/l ; 18—21 sudan negru B, 0,375 ; 0,75 ; 3,0 și, respectiv, 6,0 g/l ; 22 — sudan negru
HB, 9,13 g/l ; 23 — sudan verde, 10,0 g/l ; 24—26 — sudan azuriu ; 13,2 ; 16,7 și respectiv, 19,3 g/l.

sulfat de cupru. Curba de transmisie a $CuCl_2$ 2,5%, pentru o grosime a stratului de 2 cm, este dată în figura 9.16.

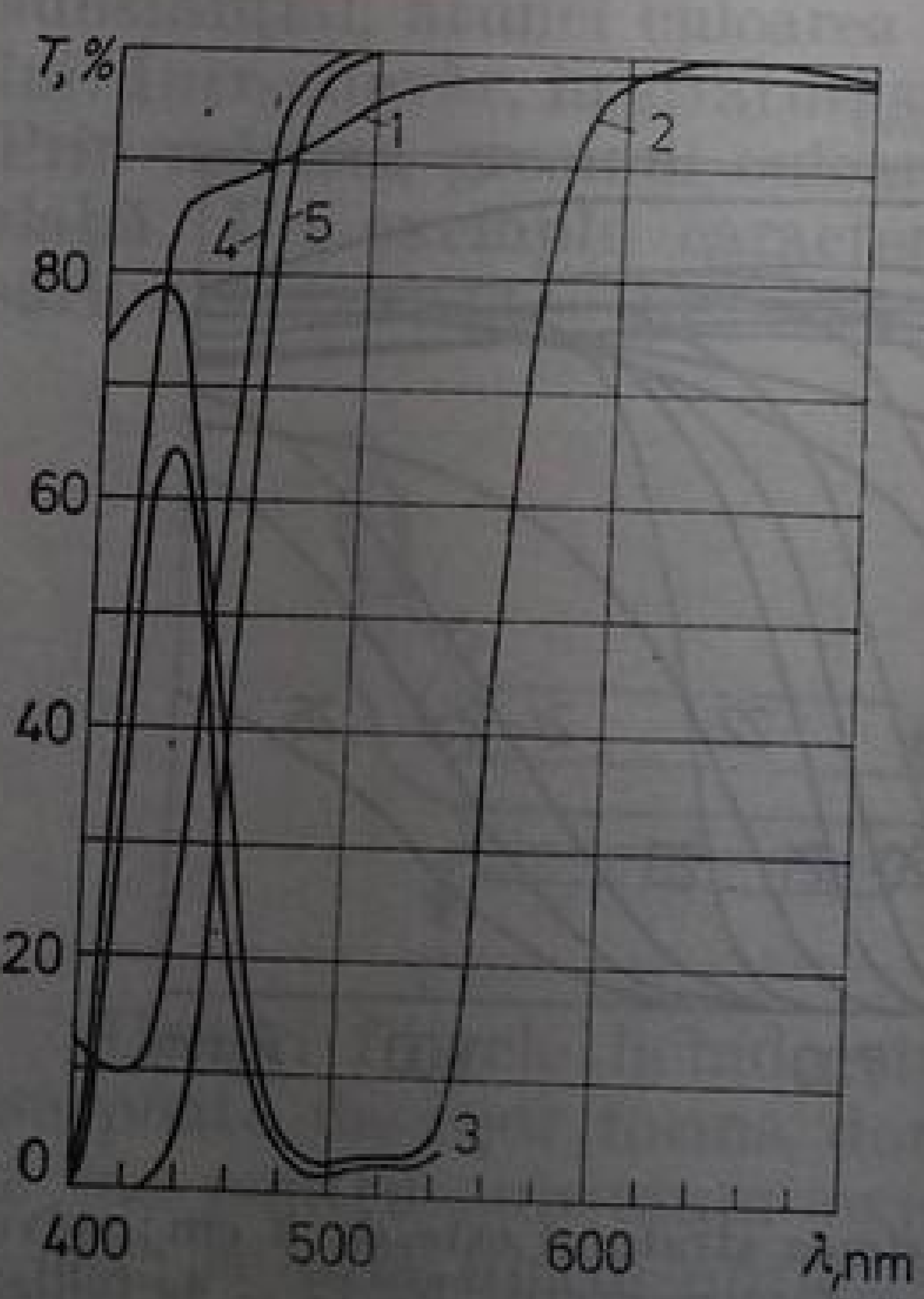
În figura 9.17 sînt date curbele de transmisie ale unor lichide, cele mai folosite în spectroscopie ca filtre optice [9.2—9.5].



a



e



f

Fig. 9.17B. Coeficientul de transmisie al unor filtre cu lichid. d: 1 — $CuSO_4 \cdot 5H_2O$, 57 g/l H_2O, l = 10 mm; 2 — K_2CrO_4, 135 mg/l H_2O, l = 10 mm; 3 — NHO_3, 3,0 soluție normală, l = 10 mm; 4 — $NiSO_4 \cdot 7H_2O$, 492 g/l H_2O, l = 20 mm; 5 — $CoSO_4 \cdot 7H_2O$, 141 g/l H_2O, l = 20 mm; 6 — CS_2, 7 g/l H_2O, l = 10 mm; e: 1 — $CuSO \cdot 5H_2O$ (57 g/l), l = 10 mm; 2 — filtru Backstream: $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ (492 g/l) $CoSO_4 \cdot 7H_2O$ (141 g/l), l = 20 mm; f: 1 — $NaNO_3$, 60 g/l, l = 10 mm; 2 — radomină 5 GDN extra, 0,075 g la litru de alcool, l = 5 mm; 3 — (1 + 2) transmite 59% din linia HgI 4358 Å; 4 — $K_3Fe(CN)_6$, 0,001 soluție normală, un strat de 10 mm transmite 22% din linia 4358 Å; 5 — $KFe(CH)_6$, 0,003 soluție normală, un strat de 10 mm transmite 1% din linia 4358 Å.

Informații mai amănunțite asupra spectrelor de absorbție ale unui mare număr de coloranți, mai ales organici, se pot găsi în lucrările [9.2, 9.3, 9.5, 9.6].

Compoziția și transmisia unor filtre lichide combinate, pentru separarea liniilor de Na, K, Li și Tl [9.9] *Tabelul 9.4*

Linia, nm	Soluția	T, %
Na 589–9,6	1) 50% $Na_2Cr_2O_7 \cdot 2H_2O$ 2) 5% $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ în HCl $n-8$	42
K 766,5–9,9	1) 2% $K_2Cr_2O_7$ 2) 0,02 % soluție de albastru de anilină în alcool etilic	98
Li 679,8	1) 0,2 % rodamină C 2) 1% $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ în HCl $n-8$	35
Tl 535,0	1) 0,5 % $K_2Cr_2O_7$ 2) $Cu(NO_3)_2$ (100 g sare la 100 ml soluție)	22

Filtrul lichid propus de Wood [9.7], din soluție apoasă de nitrozodimetil-anilină (0,01 %) are, la o grosime de 5 mm, o bandă de transmisie la 2400–3500 Å, și este opac în domeniul lungimilor de undă mai mari, pînă la 5000Å.

Pentru separarea liniilor de rezonanță ale metalelor alcaline și ale taliului se recomandă filtre lichide din două cuve cu grosimi de 1 cm, așezate una după alta (tabelul 9.4). În figura 9.18 sînt ilustrate schematic domeniile de transmisie ale diferitelor lichide în ultravioletul apropiat, în ordinea descrescătoare a lungimilor de undă cele mai mici ale domeniilor de transmisie respective [9.8].

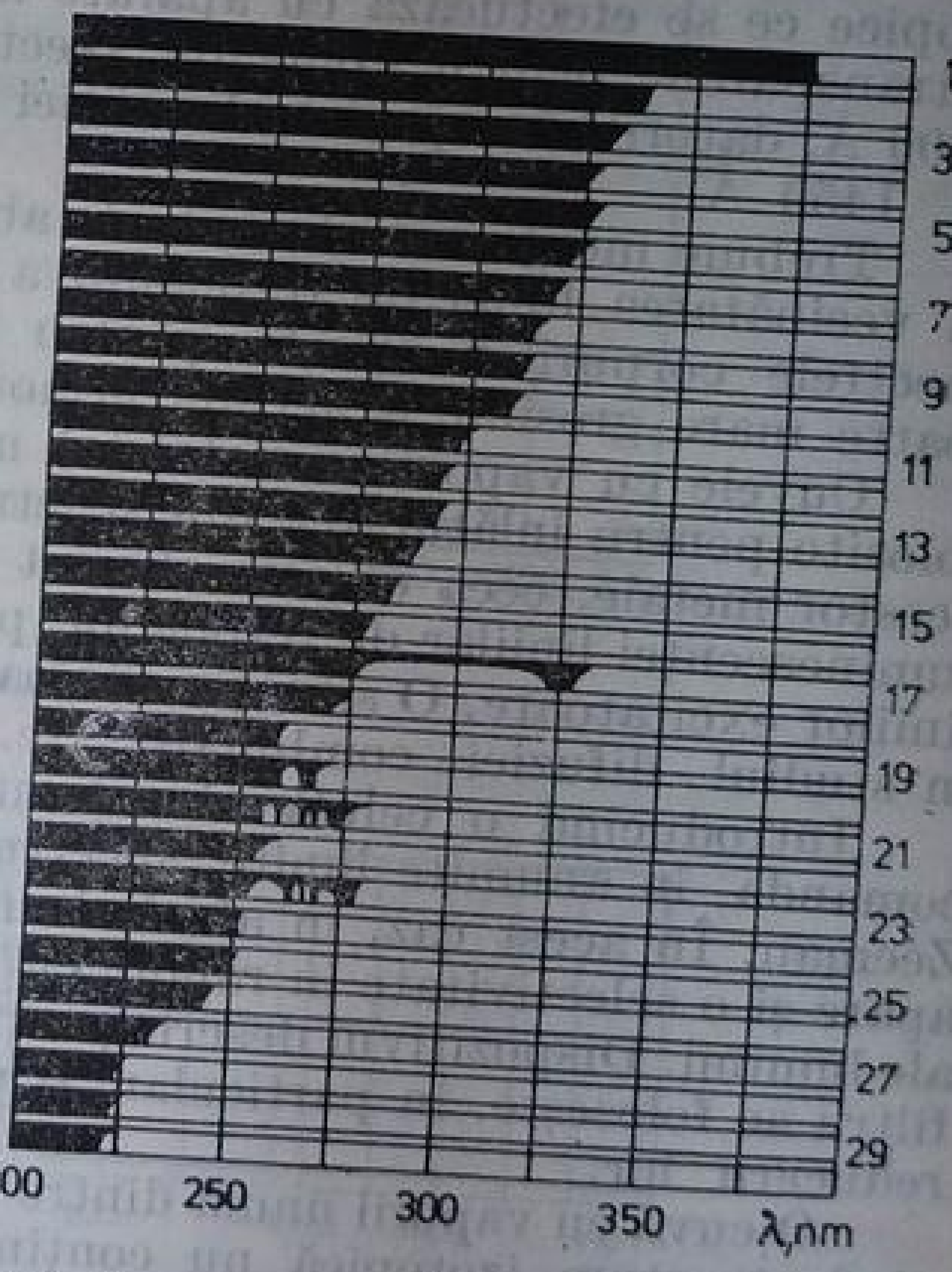


Fig. 9.18. Coeficientul de transmisie al diferitelor lichide [9.8] : 1 — sulfură de carbon ; 2 — alcool benzilic ; 3 — piridină ; 4 acetonă ; 5 — teralin ; 6 — etilmetilcetonă ; 7 — alcool amilic ; 8 — benzen ; 9 — etilacetat ; 10 — alcool n—butilic ; 11 — etil benzoic ; 12 — petrolat ; 13 — ligroină ; 14 — xilen ; 15 — toluen ; 16 — benzen ; 17 — butilacetat ; 18 — etilproprionat ; 19 — tetraclorură de carbon ; 21 — etilacetat ; 22 — acid formic ; 23 — amilacetat ; 24 — acid acetic ; 25 — alcool izopropilic ; 26 — cloroform ; 27 — glicerol ; 28 — eter sulfuric ; 29 — alcool metilic ; 30 — alcool etilic.

Filtre optice de absorbție gazoase. Cuve cu gaze sau cu vapori ai metalelor sînt adesea de neînlocuit, din cauza selectivității extraordinare a spectrelor de absorbție. Curbele spectrale de transmisie pentru unele gaze sînt reprezentate în figura 9.19.

Este bine cunoscută utilizarea, pentru separarea domeniului ultraviolet al spectrului, a unei cuve de cuarţ cu vapori saturaţi de brom la temperatura camerei (avînd o grosime de cîţiva centimetri). Această cuvă este practic opacă în domeniul 4000—6000 Å. Adăugarea clorului în această cuvă, la presiunea

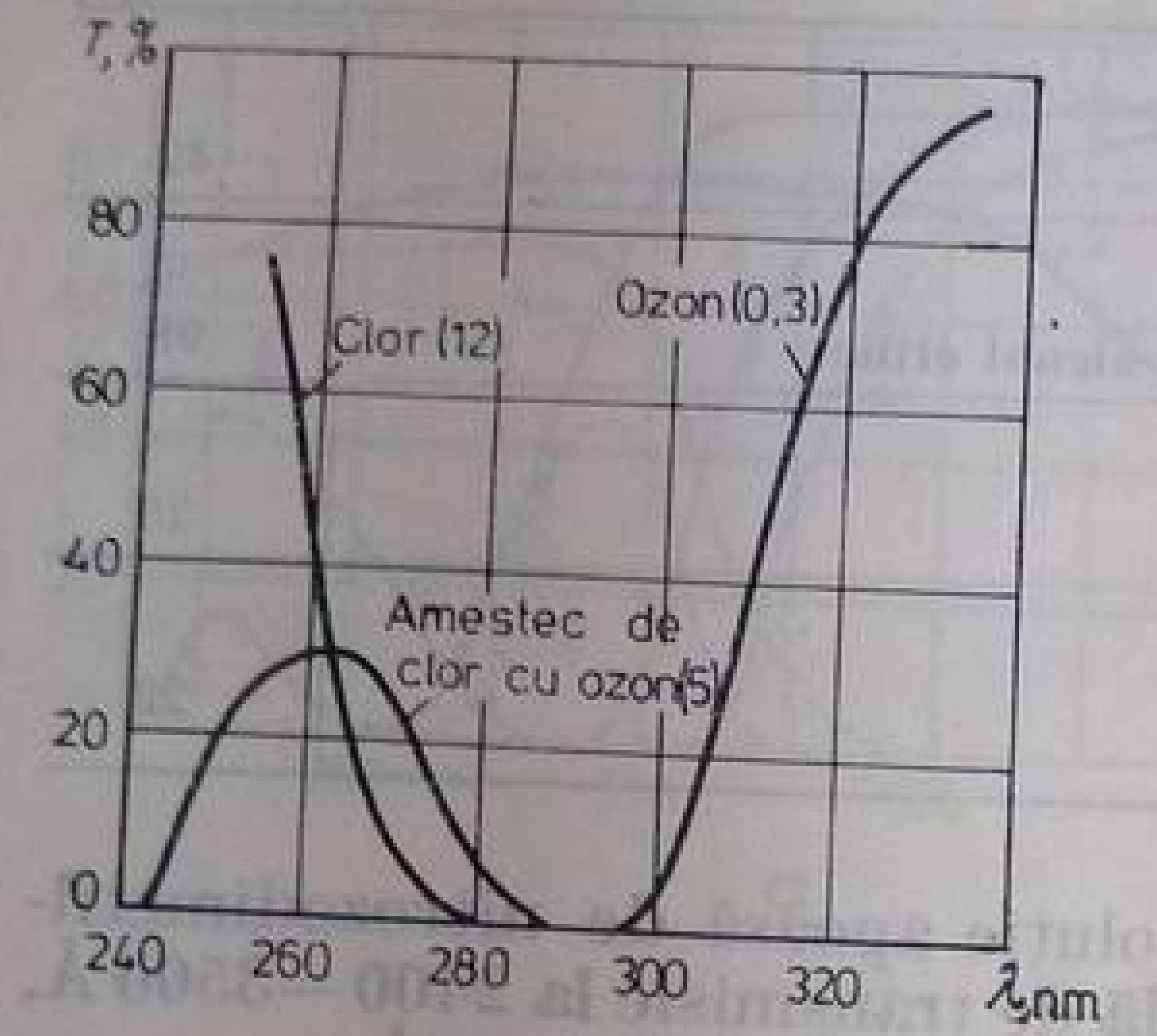


Fig. 9.19. Coeficientul de transmisie al unor gaze şi amestecuri de gaze la presiunea de 1 at şi temperatura de 20°C (în paranteze sînt date grosimile straturilor în cm).

de 1—2 atmosfere, o face opacă în domeniul de la 2900 Å pînă la domeniul infraroşu apropiat al spectrului.

Aerul este un filtru gazos natural, care acţionează în toate cercetările spectroscopice ce se efectuează cu aparate în care nu este evacuat aerul. Aerul este netransparent pentru domeniul spectral al lungimilor de undă mai mică de 1800 Å, datorită în special absorbţiei oxigenului (azotul este transparent pînă la 1450 Å).

Trebuie menţionate benzile de absorbţie ale aerului în infraroşul apropiat, în vecinătatea liniei de rezonanţă a potasiului, care sînt intense mai ales în spectrele corpurilor cereşti, pentru fotografierea cărora lumina parcurge o foarte mare grosime a aerului atmosferic (linia A a lui Fraunhofer).

Cuvele cu vapori ai metalelor uşor volatile (Hg, Cs, K, Na, Tl ş.a.) sînt folosite pentru înlăturarea din spectrul de analizat a liniilor de rezonanţă ale acestor metale, ceea ce este absolut necesar, de pildă, în cazul excitării fotoluminescenţei liniilor de rezonanţă, pentru a înlătura efectele parazite datorate liniilor excitatoare. O situaţie analoagă se întîlneşte în cazul pompajului optic, în studiul difuziei combinate etc.

Introducînd o celulă absorbantă cu vapori în cîmp magnetic, se poate comanda, în anumite limite, spectrul ei de absorbţie, deplasînd componentele Zeeman. În acest caz, în afară de modificarea structurii liniilor de absorbţie, apare şi o selectivitate în raport cu unele sau altele dintre stările de polarizare ale luminii. Dispozitivul descris poartă numele de *filtru Mrozovski*. Un asemenea filtru se foloseşte, în particular, şi pentru absorbţia aripilor liniilor, în scopul reducerii lor.

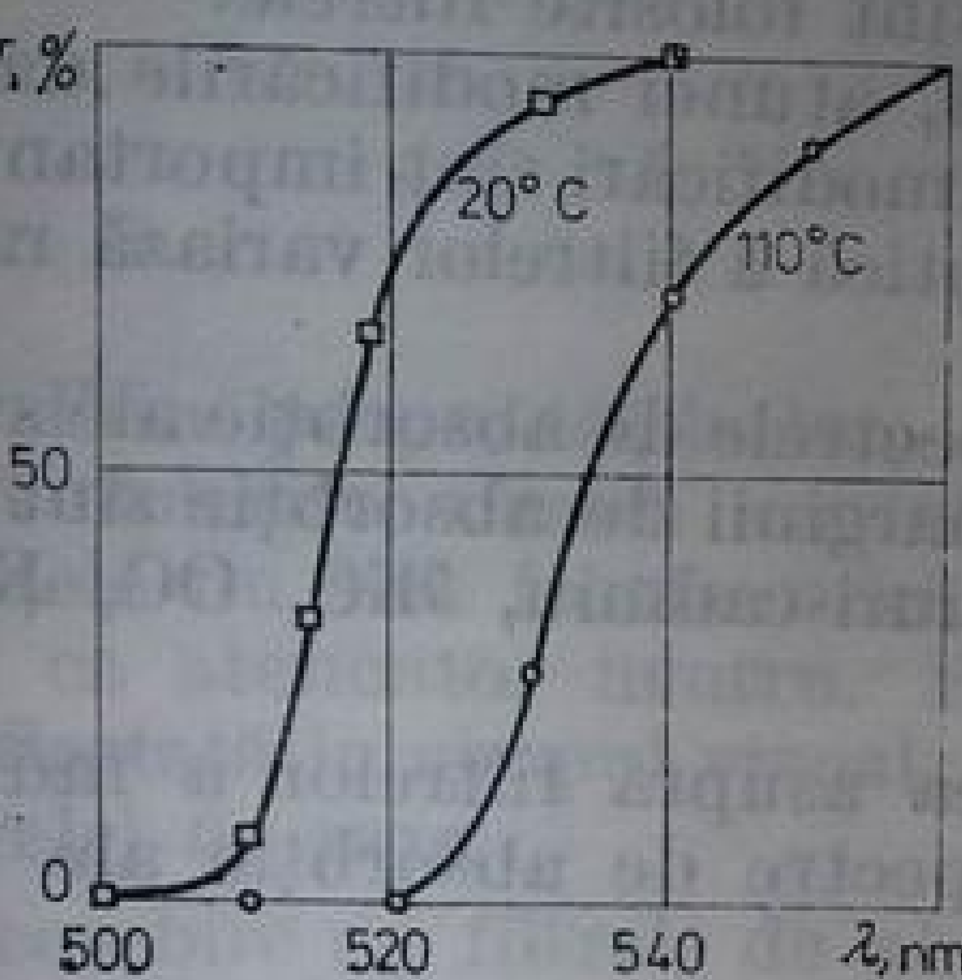
O cuvă cu vaporii unuia dintre izotopii unui anumit element chimic, atunci cînd structura izotopică nu conţine suprapuneri parţiale, poate tăia emisia de rezonanţă a acestui izotop, slăbind doar într-o măsură neglijabilă radiaţia celorlalţi izotopi.

Spectrele moleculare sînt folosite, de asemenea, şi pentru reducerea lărgimii conturului liniilor de emisie. Dacă o linie atomică se află în intervalul dintre două linii ale structurii de rotaţie a unei molecule de iod, foarte apropiate una de alta, atunci aripile acestei linii atomice vor fi considerabil atenuate după trecerea luminii respective printr-o cuvă de absorbţie umplută cu

vapori de iod și introdusă în cîmp magnetic. Variind intensitatea cîmpului magnetic se poate comanda lărgimea intervalului dintre componentele Zeeman ale liniilor de absorbție ale moleculei, modificînd astfel tocmai lărgimea liniei radiației transmise de un asemenea filtru.

Filtre din semiconductori. Printre proprietățile optice cele mai tipice ale semiconductorilor este existența unei limite nete a absorbției, λ_0. Semiconductorul este opac pentru radiația cu lungimea de undă mai mică decît λ_0, fiind însă transparent pentru radiația cu lungime de undă mai mare. Poziția lungimii de undă limită a absorbției este determinată de structura de benzi a semiconductorului, corespunzînd energiei trecerii din banda de valență în banda de conducție. Evident, completarea nivelurilor benzii de valență este determinată de valoarea temperaturii; din această cauză limita absorbției va depinde, de asemenea, și ea, foarte tare de temperatură.

Prin urmare, semiconductorii sînt filtre optice excepționale, ei limitînd net spectrul dinspre lungimile de undă scurte. Doar pentru un număr restrîns



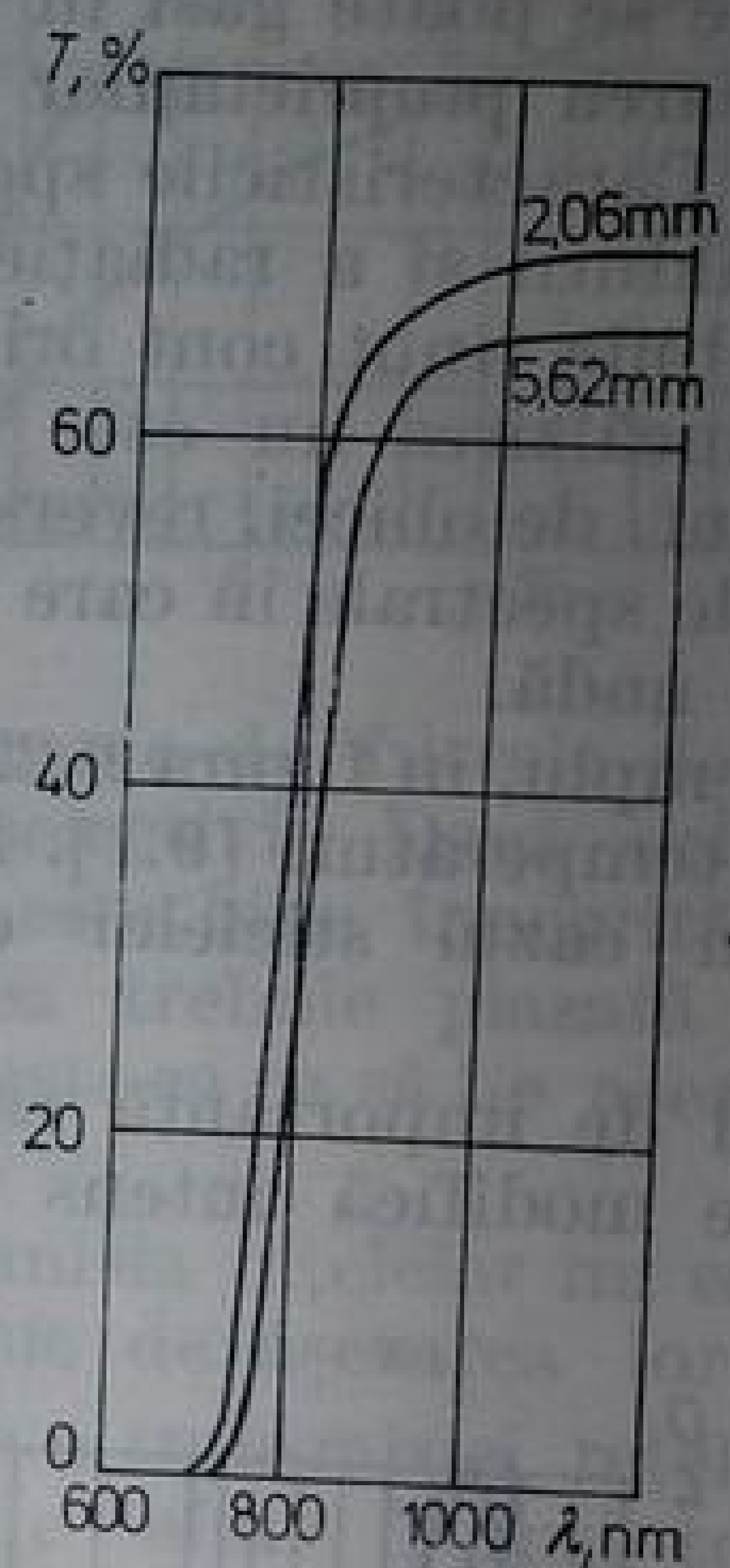


Fig. 9.20. Transmisia cristalelor de sulfură de cadmiu (a) și de seleniu amorf (b).

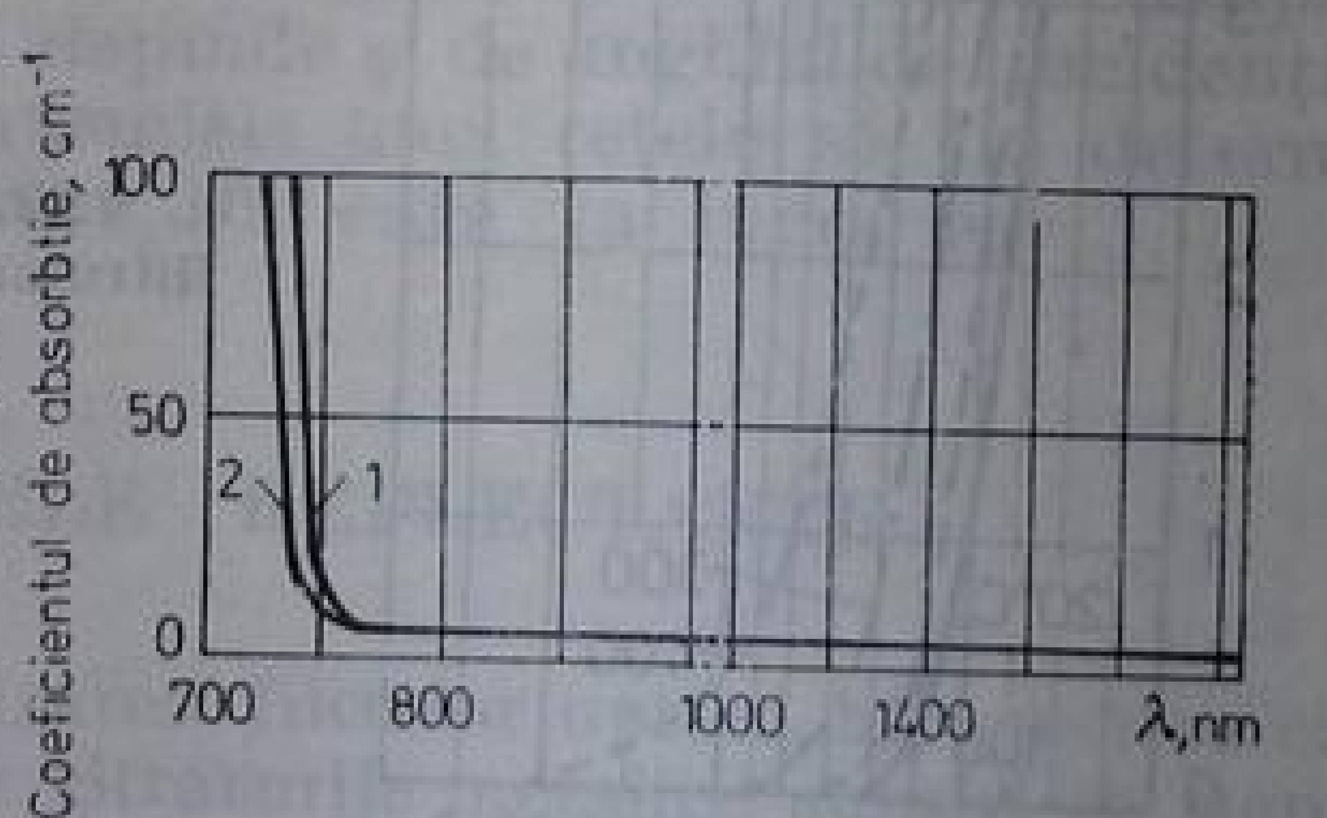


Fig. 9.21. Coeficientul de absorbție al seleniurii de cadmiu pentru raza ordinară (a) și pentru raza extraordinară (b).

de semiconductori, limita absorbției se află în domeniul vizibil al spectrului. Majoritatea semiconductorilor sînt transparenți numai în domeniul infraroșu.

În figurile 9.20 și 9.21 sînt date spectrele de transmisie și de absorbție ale unor semiconductori care se folosesc ca filtre optice în domeniile vizibil și infraroșul apropiat [9.10, 9.11].

Filtrele de sticlă, de tipul ЖС, OC, KC, își datorează, de asemenea, proprietățile lor grație prezenței unor cristale minuscule semiconductoare de CdS—CdSe. Poziția limitei benzii de absorbție a acestor sticle este deteminată de conținutul relativ de sulf și seleniu din cristalele mixturate.

Filtrele optice din gelatină și din alte materiale organice. Filtrele de gelatină și din alte pelicule organice colorate sînt folosite în prezent destul de rar, cu toate că pînă în ultimul timp ele erau foarte mult utilizate. Printre neajunsurile filtrelor optice putem enumera : rezistență mecanică redusă, stabilitate termică redusă și decolorarea lor relativ rapidă și ireversibilă. Avantajele filtrelor optice gelatinoase constau în simplitatea confecționării și în extraordinara diversitate a spectrelor. Majoritatea cristalelor organice pot fi ușor introduse în gelatină, amestecîndu-se bine cu ea, în timp ce în sticle pot fi introduși numai anumiți coloranți, și numai dacă sînt coloranți organici.

O descriere amănunțită a procedeelor de confecționare a filtrelor optice de gelatină și din pelicule organice colorate cît și a rețetelor și a spectrelor lor de absorbție se poate găsi în lucrările [9.2, 9.3, 9.6].

Modificarea proprietăților filtrelor de absorbție sub acțiunea căldurii și a radiației. Caracteristicile spectrale ale filtrelor de absorbție se modifică sub acțiunea căldurii și a radiației. Acest fapt trebuie avut totdeauna în vedere și de el trebuie ținut cont ori de cîte ori sînt folosite filtrele.

Dacă încălzirea nu este foarte inensă, atunci modificările datorate temperaturii sînt, de obicei, reversibile. Aceste modificări sînt importante în special în domeniile spectrale în care densitatea optică a filtrelor variază rapid cu lungimea de undă.

Ca exemplu, în figura 9.22 sînt date spectrele de absorbție ale sticlei KC19, la diferite temperaturi [9.1]. Deplasările marginii de absorbție sînt importante mai ales în cazul sticlelor cu sulfoseleniuri-cadmiu, ЖС, OC, KC (1 — 1,5 Å/grad).

La fel de importantă este și acțiunea asupra filtrelor a radiației ultraviolete. Se modifică intens în special spectre de absorbție ale unor sticle,

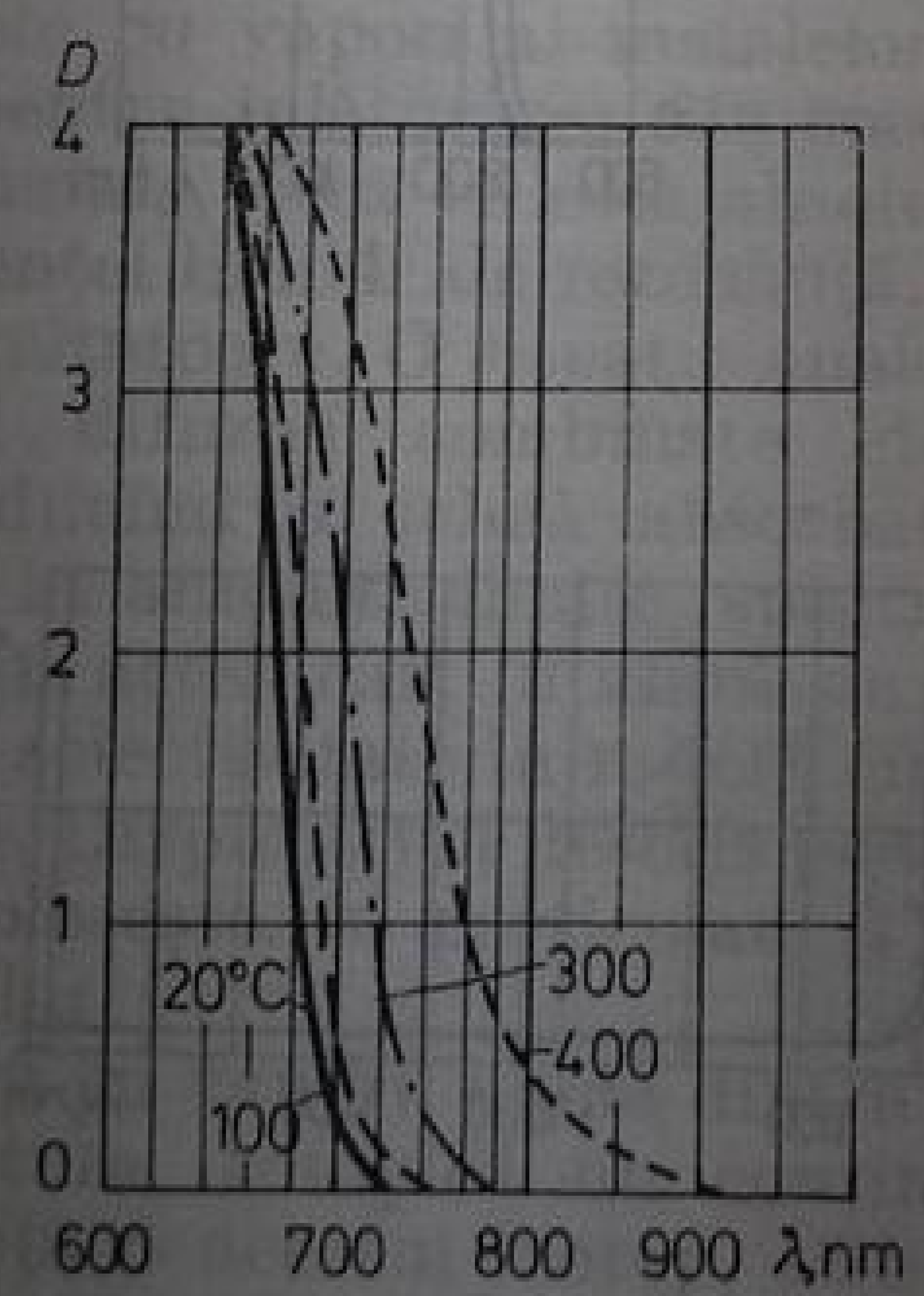


Fig. 9.22. Variația densității optice a filtrului KC—19 datorită încălzirii.

folosite pentru separarea domeniului ultraviolet al spectrului. În figura 9.23 sînt date curbele de variație a densității optice a sticlelor УФС—1, sub acțiunea iradierii [9.1]. Pentru restabilirea practic completă a proprietăților sticlelor, se poate recomanda tratamentul termic, al cărui regim este dat în tabelul 9.5.

Tabelul 9.5

Regimul tratamentului termic al sticlelor 9.1

Marca sticlei	Viteza de creștere a temperaturii, °C/h	t_{max}, °C	Timpul de expunere, h	Viteza de scădere a temperaturii, °C/h
УФС–1, УФ С–5	30–40	450	5–10	15–20
УФС–2	25–35	400	2– 5	15–20
УФС–6	30–50	300	2– 5	15–20

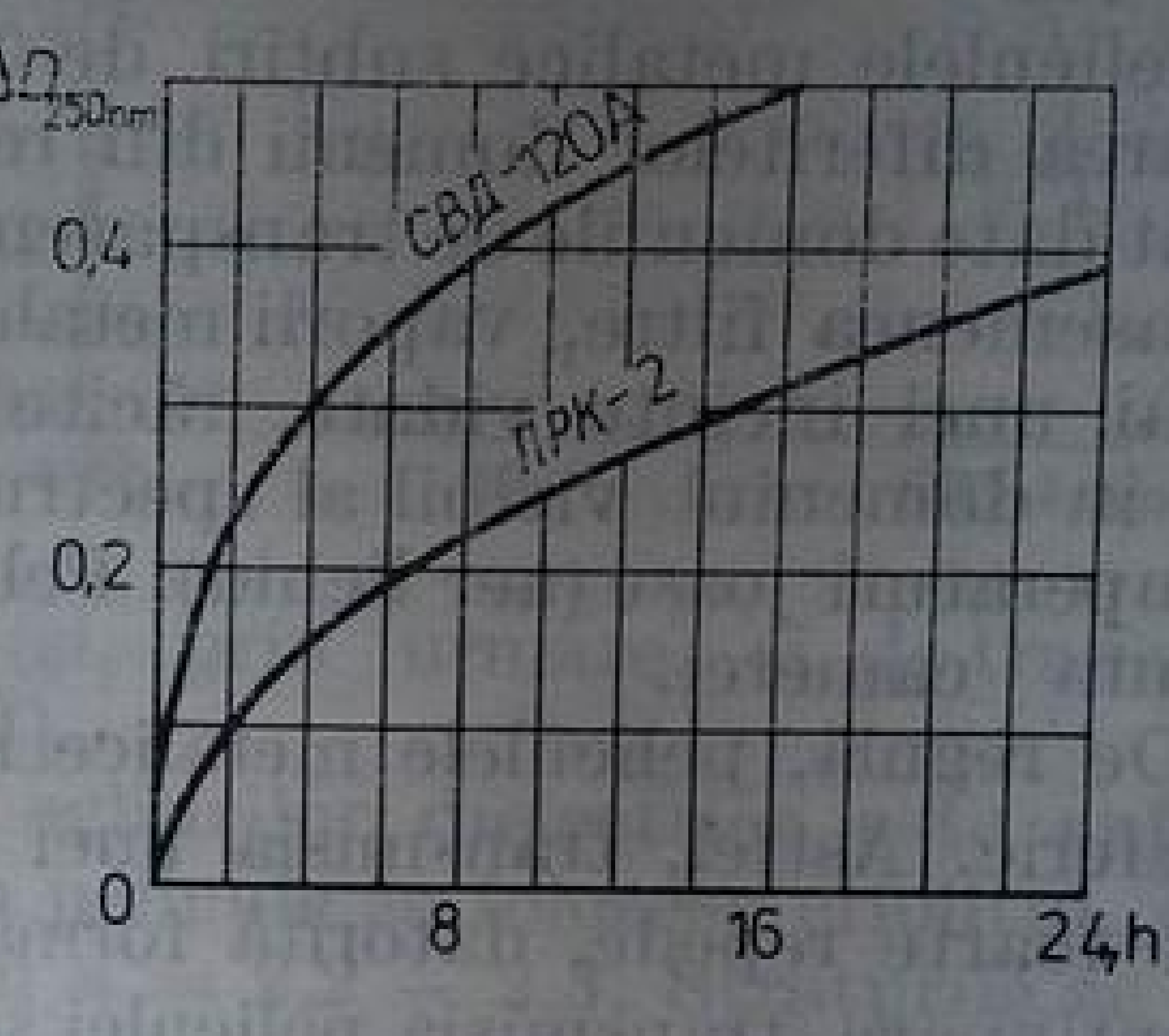


Fig. 9.23. Creșterea densității optice a filtrelor УФС–1 de 3 mm, pentru λ = 250 mm, în funcție de timpul de expunere la lămpile ПРК–2 și СВД 120A. Distanța de la lampă la filtru este în jur de 20 cm.

Rețele. Prin proprietățile lor, rețelele se apropie de filtrele de absorbție; rețelele sînt folosite uneori ca atenuatori neselectivi. Dacă ochiurile unei astfel de rețele nu sînt foarte mici, iar rețeaua este bine înnegrită, atunci ea poate servi ca atenuator neutru. Firește, o rețea trebuie plasată astfel încît să nu fie reflectată în cîmpul vizual. Cel mai bine este ca ea să fie așezată într-un fascicul paralel de raze.

Spre deosebire de filtrele de absorbție, transmisia rețelelor nu este aditivă. Transmisia totală a două rețele depinde puternic de așezarea lor reciprocă.

Se poate atinge aditivitatea integrală în timp a transmisiei rețelelor, făcîndu-le să vibreze sau să se rotească una față de alta. Totuși toate aceste procedee nu sînt prea sigure în funcționare.

Pentru rețelele din sîrmă groasă, a cărei grosime este comparabilă cu dimensiunile orificiilor, transmisia depinde și de unghiul de incidență a razelor pe rețea. Toate acestea fac ca transmisia unei rețele să fie determinată cel mai bine în acele condiții concrete, în care va lucra ea.

§ 3. FILTRELE REFLECTANTE

Pelicule metalice. Pentru realizarea filtrelor optice, atît neutre cît și selective, se folosesc peliculele metalice. Straturile metalice subțiri se depun pe un suport de cuarț, prin evaporarea în vid înalt sau prin pulverizare catodică.

Spre deosebire de filtrele de absorbție, filtrele din pelicule metalice atenuează lumina transmisă în special prin reflexie pe suprafața lor. Absorbția ca atare în peliculă este de obicei relativ mică. Datorită acestui fapt, filtrele de acest fel se încălzesc mai puțin prin iradiere în comparație cu filtrele de absorbție. Transmisia unor pelicule metalice, așezate paralel și succesiv, este

mai mare decît transmisia a două filtre de absorbție cu densitate optică echivalentă.

Desigur, cunoscînd valorile coeficienților de reflexie și de absorbție ale peliculelor metalice, se poate calcula și transmisia rezultantă a două pelicule, adică se poate ține seama de influența luminii multiplu reflectate. Însă asemenea calcule sînt dificile.

Interferența razelor multiplu reflectate între două pelicule poate influența, și ea, transmisia rezultantă, care va depinde, în acest caz, în mod esențial de unghiul sub care se face observarea. Pentru obținerea unor straturi metalice neutre, se utilizează de obicei platina, paladiul sau rodiul, iar mai rar, aluminiul. Curbele de transmisie ale cîtorva pelicule metalice subțiri au fost date în figura 9.1.

Peliculele metalice subțiri de argint și de metale alcaline pot servi pentru separarea diferitelor domenii din regiunea ultravioletă a spectrului. În tabelul 9.6 sînt date domeniile de transparență ale filtrelor respective. Pentru realizarea unor asemenea filtre, vaporii metalelor alcaline sînt condensați pe pereții interiori ai unei incinte vidate, răcite cu aer lichid, urmărind ca straturile să fie opace în domeniul vizibil al spectrului. Peliculele de Rb și Cs sînt stabile numai la temperaturi joase (aer lichid). Peliculele de K, Li și Na sînt stabile și la temperatura camerei.

De regulă, peliculele metalice își modifică transmisia sub acțiunea aerului atmosferic. Astfel, transmisia unei pelicule proaspăt preparate, din aluminiu, crește foarte repede, datorită formării pe suprafața ei a unui strat de Al_2O_3. În continuare, transmisia peliculei se modifică foarte încet. O peliculă de argint

Tabelul 9.6

Domeniile de transparență ale straturilor subțiri metalice

Metalul	Domeniul de transparență, nm	Metalul	Domeniul de transparență, nm
Cs Rb K Na	440–186 360–186 315–170 210–125	Li Ag Au	în jur de 205 340–310 450–530

își modifică, de asemenea, proprietățile optice, cu trecerea timpului. După toate probabilitățile, cele mai transparente, din acest punct de vedere, sînt peliculele din platină, însă, în cazul unei păstrări îndelungate, și parametrii lor se pot modifica. Peliculele din metale alcaline nu trebuie firește să vină în contact cu aerul, care le deteriorează instantaneu.

De regulă, toate peliculele metalice sînt închise ermetic între lame de sticlă sau de cuarț. Uneori ele sînt acoperite cu straturi de protecție. Considerații amănunțite asupra proprietăților optice ale peliculelor metalice se pot găsi în lucrarea [9.12].

Oglinzi dielectrice multistrat. Filtrele optice reflectante selective pot fi realizate prin depunerea pe un suport transparent a unor straturi subțiri cu indici de refracție mari, alternativ cu straturi cu indici de refracție mici. Grosimea optică a fiecărui strat va fi de $\lambda/4$. Razele reflectate de suprafețele de separație sînt sinfazice (trebuie ținut cont și de saltul de fază egal cu π,

datorat reflexiei luminii pe un mediu cu indicele de refracție mai mare), ceea ce face să se atingă un înalt coeficient de reflexie al unor asemenea oglinzi, pentru lungimea de undă corespunzătoare a radiației respective. Combinînd straturi de diferite grosimi, se pot sintetiza, în limite mai mult sau mai puțin

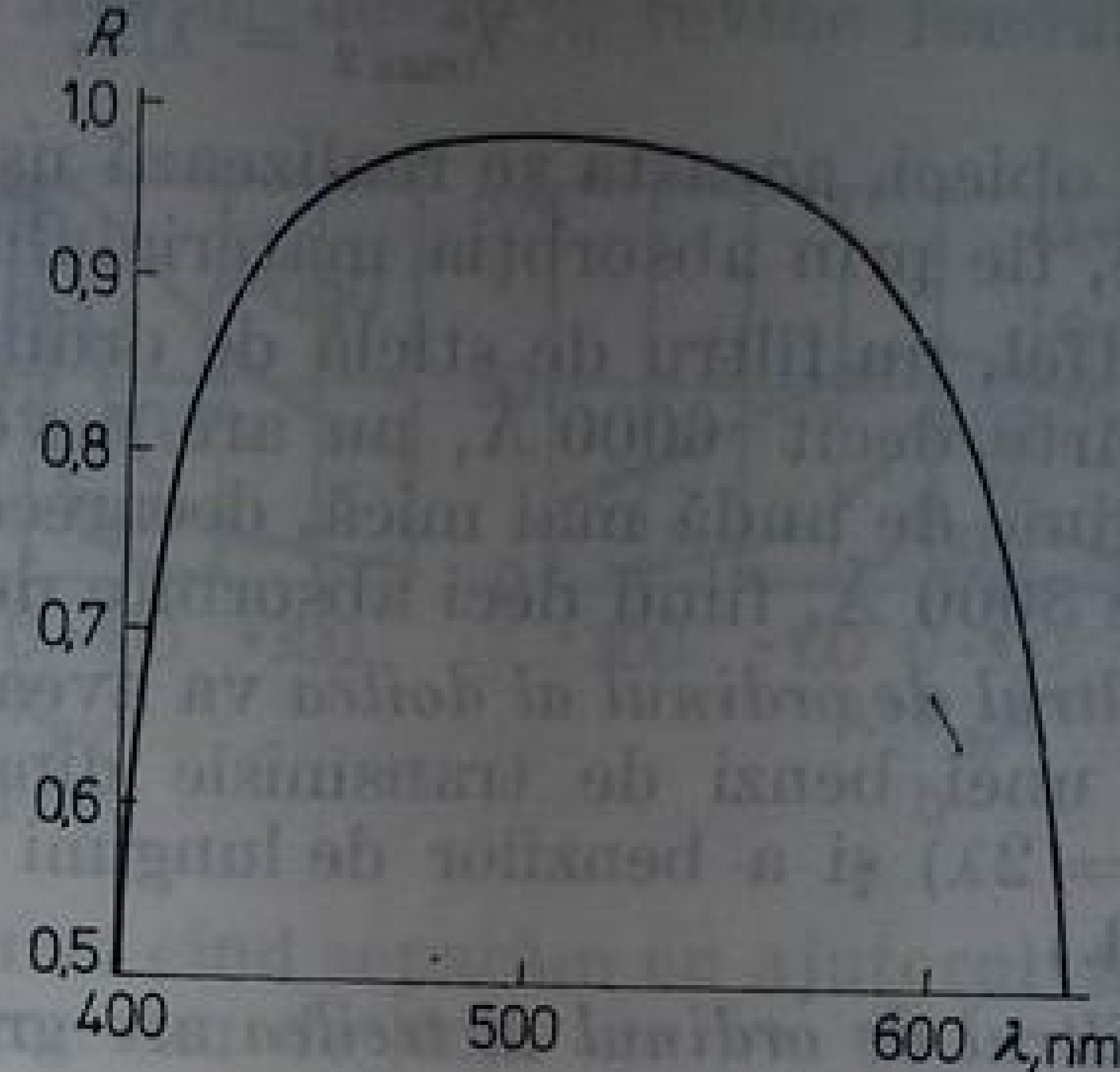


Fig. 9.24. Dependența spectrală a coeficientului de reflexie pentru pelicule de bandă largă din nouă straturi de ZnS ($n = 2{,}3$) + criolit ($n = 1{,}4$), depuse pe sticlă.

largi, diferite curbe spectrale de reflexie (și, prin urmare, și de transmisie) a unor asemenea oglinzi (fig. 9.24) [9.12].

În prezent, tehnologia confecționării oglinzilor dielectrice este suficient de bine pusă la punct. Ca materiale pentru pelicule se folosesc criolitul, MgF_2, SiO_2 cu $n = 1{,}3 - 1{,}4$, $PbCl_2$, TiO_2, ZnS cu $n = 2{,}2 - 2{,}3$. Straturile se obțin prin evaporarea, în vid, alternativ a unor substanțe cu indici de refracție mici și mari. Evaporarea se face din cuve de wolfram încălzite în cuptoare electrice. Procesul se controlează după mărimea coeficientului de reflexie sau de transmisie al straturilor.

Există și un procedeu de obținere a straturilor dielectrice prin depunere pe un suport ce se rotește a unei soluții a sării corespunzătoare, după care se usucă. O asemenea tehnologie este mult mai simplă, însă straturile astfel obținute au proprietăți optice sensibil mai proaste, față de straturile obținute prin evaporarea în vid. Totodată, straturile obținute prin evaporare sînt mai puțin transparente.

§ 4. FILTRELE INTERFERENȚIALE

Filtrele interferențiale au căpătat în ultimii 20 de ani o largă răspîndire. Cel mai simplu filtru optic interferențial este interferometrul Fabry—Pérot (v. cap. 6), care are un spațiu foarte mic între oglinzi (de ordinul lungimii de undă). Pe măsura micșorării acestei distanțe, se mărește constanta interferometrului. Benzile de transmisie ale interferometrului se îndepărtează între ele și se lărgesc pe întreg spectrul. Totodată, contrastul, lărgimea relativă și transmisia în maximul benzii rămîn neschimbate, deoarece ele depind numai de proprietățile straturilor reflectante. Ele pot fi atît metalice, cît și dielectrice, multistrat.

Dacă grosimea optică a unui interferometru este egală cu Δ, atunci el are o întreagă serie de benzi de transmisie ale căror lungimi de undă în maxim sînt egale cu

$$\lambda_{\max 1} = \frac{2\Delta}{1}, \quad \lambda_{\max 2} = \frac{2\Delta}{2}, \quad \lambda_{\max 3} = \frac{2\Delta}{3}, \ \ldots, \ \lambda_{\max n} = \frac{2\Delta}{n}.$$

Un filtru destinat pentru separarea primei benzi de transmisie, cu lungimea de undă cea mai mare, se numeşte *filtru de ordinul întîi*. El va avea grosimea optică $\Delta = \lambda/2$ şi necesită suprimarea numai a maximelor de transmisie cu lungimi de undă mai mici, egale cu

$$\lambda_{max\,2} = \lambda/2, \quad \lambda_{max\,3} = \lambda/3 \text{ etc.}$$

De obicei, aceasta se realizează uşor fie cu ajutorul unor filtre de absorbţie speciale, fie prin absorbţia materialului suportului filtrului însuşi.

Astfel, un filtru de sticlă de ordinul întîi, calculat pentru lungimi de undă mai scurte decît 6000 Å, nu are nevoie de o absorbţie specială a maximelor de lungime de undă mai mică, deoarece lungimile de undă ale acestora sînt mai mici de 3000 Å, fiind deci absorbite de sticlă.

Filtrul de ordinul al doilea va avea grosimea optică $\Delta = \lambda$, necesitînd suprimarea unei benzi de transmisie dinspre regiunea lungimilor de undă mari ($\lambda_{max\,1} = 2\lambda$) şi a benzilor de lungimi de undă mici ($\lambda_{max\,3} = 2\lambda/3$, $\lambda_{max\,4} = 2\lambda/4$ ş.a.m.d.)

Filtrul de ordinul al treilea are grosimea $\Delta = 3\lambda/2$.

În figura 9.25 sînt reprezentate poziţia benzilor de transmisie în spectru, pentru filtre de diferite ordine (P), şi grosimile optice care le corespund. Pentru filtrele de ordin mai mare ca trei pot apărea deja dificultăţi în înlăturarea benzilor de transmisie de lungime de undă mare, mai ales dacă lungimea de undă de lucru a filtrului se află în domeniul lungimilor de undă mici. Benzile de lungime de undă mică sînt înlăturate cu ajutorul filtrelor de absorbţie (v., de exemplu, figurile 9.7, 9.9 b).

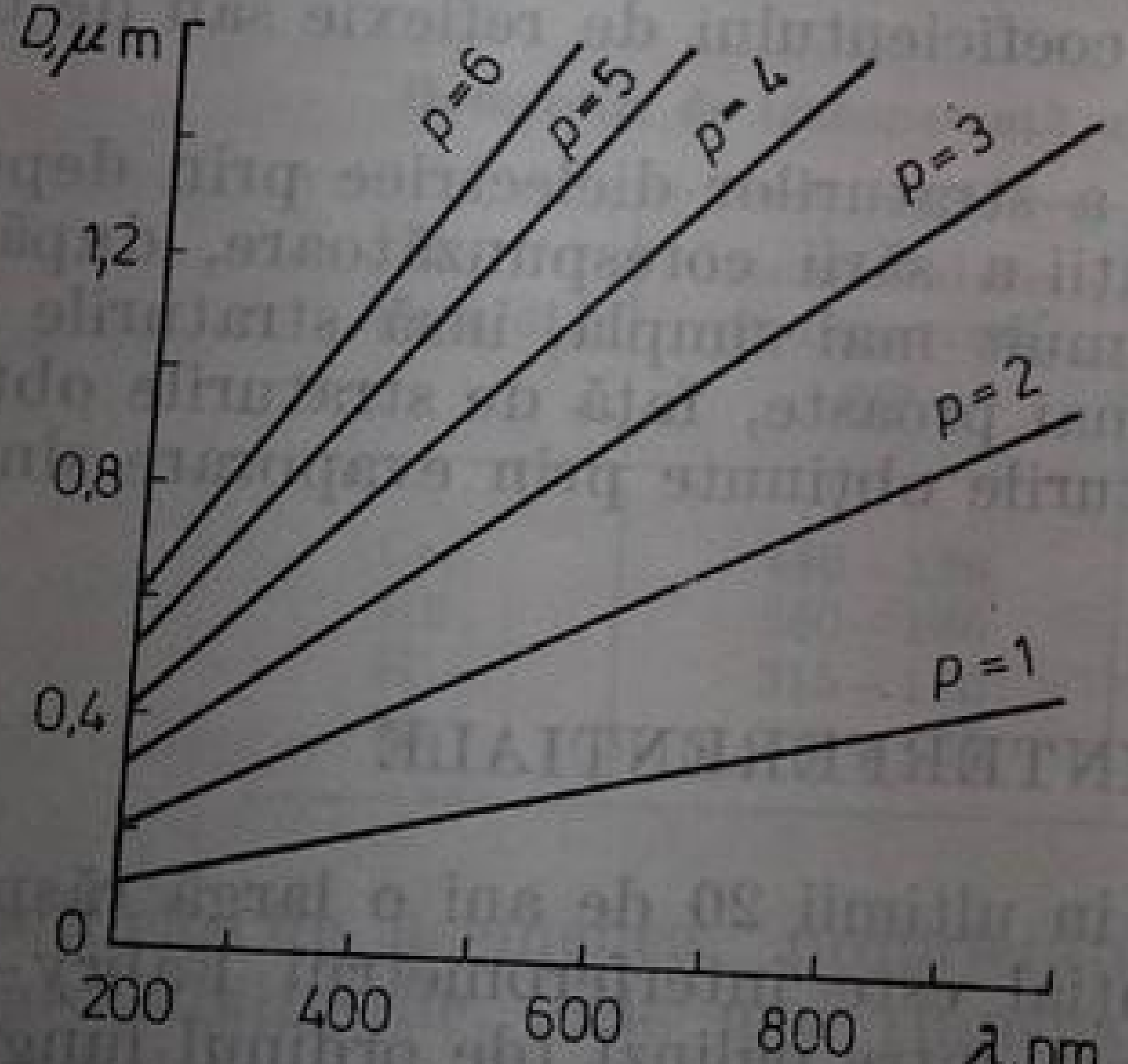


Fig. 9.25. Variaţia lungimii de undă a maximului coeficientului de transmisie a unui filtru interferenţial în funcţie de grosimea lui pentru filtre de diferite ordine [9.12].

Ordinele mici de interferenţă asigură o bandă de transmisie largă.

În figura 9.26 [9.12] este dată forma unei benzi de transmisie a filtrelor de ordinul întîi, obţinută teoretic (fără considerarea absorbţiei) (a) şi forma unei benzi de transmisie pentru straturi de argint reale (b). Micşorarea transmisiei în maxim pentru straturile cu coeficient de reflexie mare este determinată de creşterea absorbţiei în strat.

Lărgimea intervalului spectral între limitele căruia transmisia unui filtru se micşorează de 10 ori, conţine trei semilărgimi şi este egală cu 100—300 Å, în cazul unor filtre bune, cu oglinzi de argint. Cu mult mai îngustă este banda de transmisie a filtrelor cu oglinzi de interferenţă. În acest caz, pentru filtrele de ordinul al doilea, semilărgimea atinge 15—20 Å, transmisia în maxim fiind su-

ficient de înaltă. O particularitate a filtrelor interferențiale o constituie aripile care se întind departe, ele creînd un fond rezultant suficient de intens (fig. 9.26).

Transmisia integrală a unui filtru interferențial, în limitele benzii de transmisie (3 semilărgimi) este de numai circa 80% din transmisia integrală totală, independent de proprietățile straturilor. Restul de 20% revine fondului. De

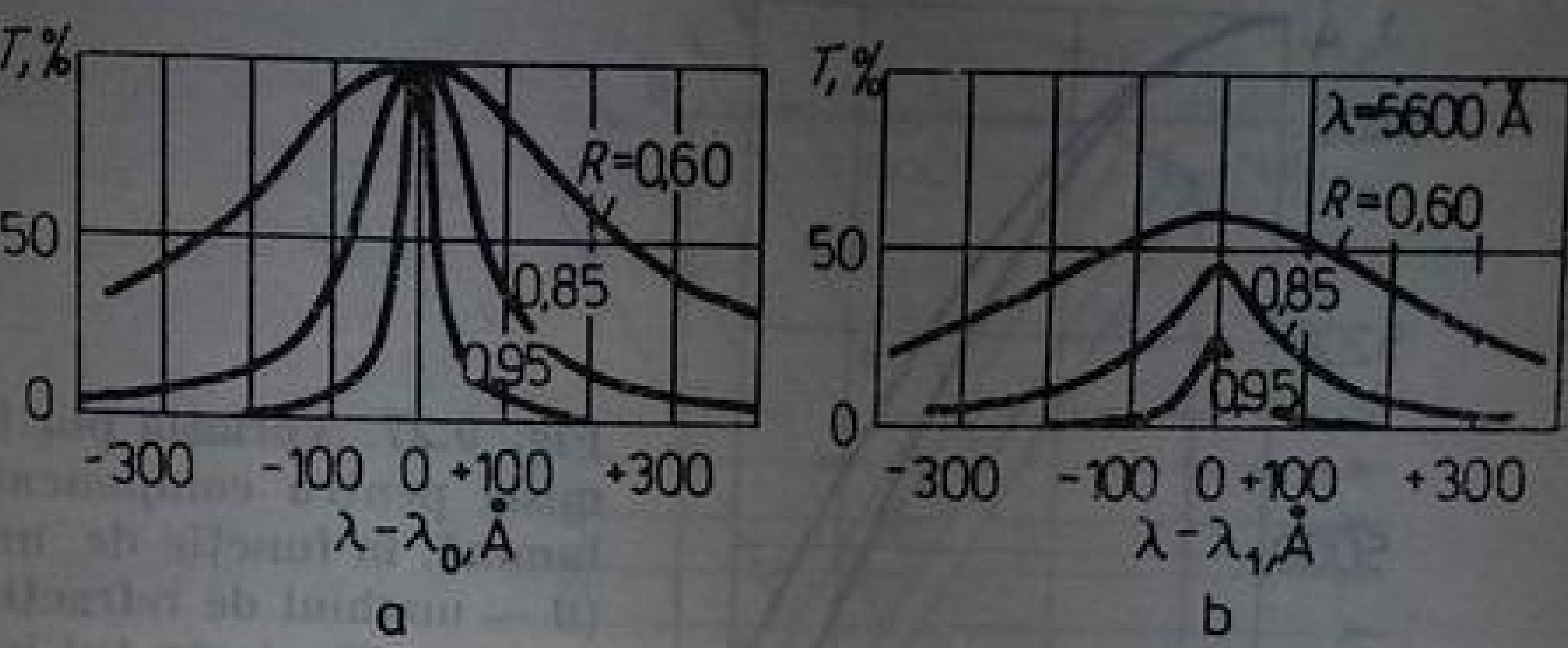


Fig. 9.26. Forma benzii de transmisie a unui filtru interferențial: a — teoretică, fără luarea în considerare a absorbției: b — pentru filtrele reale cu straturi de argint. R — coeficientul de reflexie al stratului.

acest fapt este necesar să ținem seama atunci cînd separăm cu ajutorul filtrelor interferențiale porțiuni din spectre continue sau de linii.

Compunînd filtre multiplex, analog etalonului Fabry—Pérot compus, se poate mări substanțial capacitatea de filtrare, chiar dacă în acest fel transmisia scade foarte mult. În acest caz lărgimea benzii este determinată în fond de filtrul de ordin superior, pe cînd eliminarea maximelor secundare se obține cu ajutorul filtrelor de ordin inferior. Adesea, astfel de filtre complexe se realizează pe un singur suport, combinînd diferite straturi reflectante cu straturi intermediare.

În prezent, filtrele interferențiale produse industrial au o semilărgime a benzii de pînă la cîțiva ångströmi la o transmisie în maxim de zeci de procente. Filtrele sînt confecționate pentru domenii ale spectrului începînd de la ultravioletul apropiat pînă la domeniul infraroșu.

După cum rezultă din relația (6.31), poziția în spectru a benzii de transmisie depinde de unghiul de incidență a luminii pe filtrul interferențial.

Acest fapt este folosit pentru deplasări mici (de cîteva semilărgimi) a benzii de transmisie a unui filtru către domeniul lungimilor de undă mici. Trebuie avut în vedere că în acest caz crește semilărgimea benzii, iar pentru înclinări mari benzile se despică datorită diferenței în deplasările de fază care sînt diferite pentru reflexia componentelor polarizate în planul de incidență și normal pe acesta (fig. 9.27) [9.12]. În unele cazuri acest lucru este util, deoarece permite să se obțină o radiație monocromatică liniar polarizată.

Dependența poziției maximului benzii de transmisie de unghiul de incidență limitează apertura unghiulară a fasciculelor luminoase filtrate, care nu trebuie să fie mai mare de

$$2\varphi = 2n\sqrt{2\delta\lambda/\lambda}, \tag{9.5}$$

unde n este indicele de refracție al stratului intercalat, $\delta\lambda/\lambda$ fiind deplasarea relativă admisă a maximului de transmisie. Pentru 5000 Å și $n = 1{,}5$, apertura unghiulară permisă a fasciculului este de circa 4°, dacă deplasarea benzii de transmisie de 1 Å poate fi neglijată. Așadar, condițiile ce se impun preciziei de montare a filtrului interferențial și de colimare a fasciculului nu sînt prea riguroase.

În ultimul timp s-a asimilat fabricația unor filtre de interferență la care grosimea stratului dielectric variază continuu pe o anumită direcție, ceea ce face ca la o margine a filtrului maximul de transmisie să se afle în domeniul

roșu al spectrului, iar la marginea opusă, în domeniul violet. În figura 9.28 este arătat un monocromator în care delimitarea domeniului spectral dorit se realizează prin deplasarea unui astfel de filtru prin fața unei fante. Modificînd lărgimea fantei, se poate micșora sau mări energia radiației transmise, îngustînd sau, respectiv, lărgind corespunzător mărirea intervalului spectral separat.

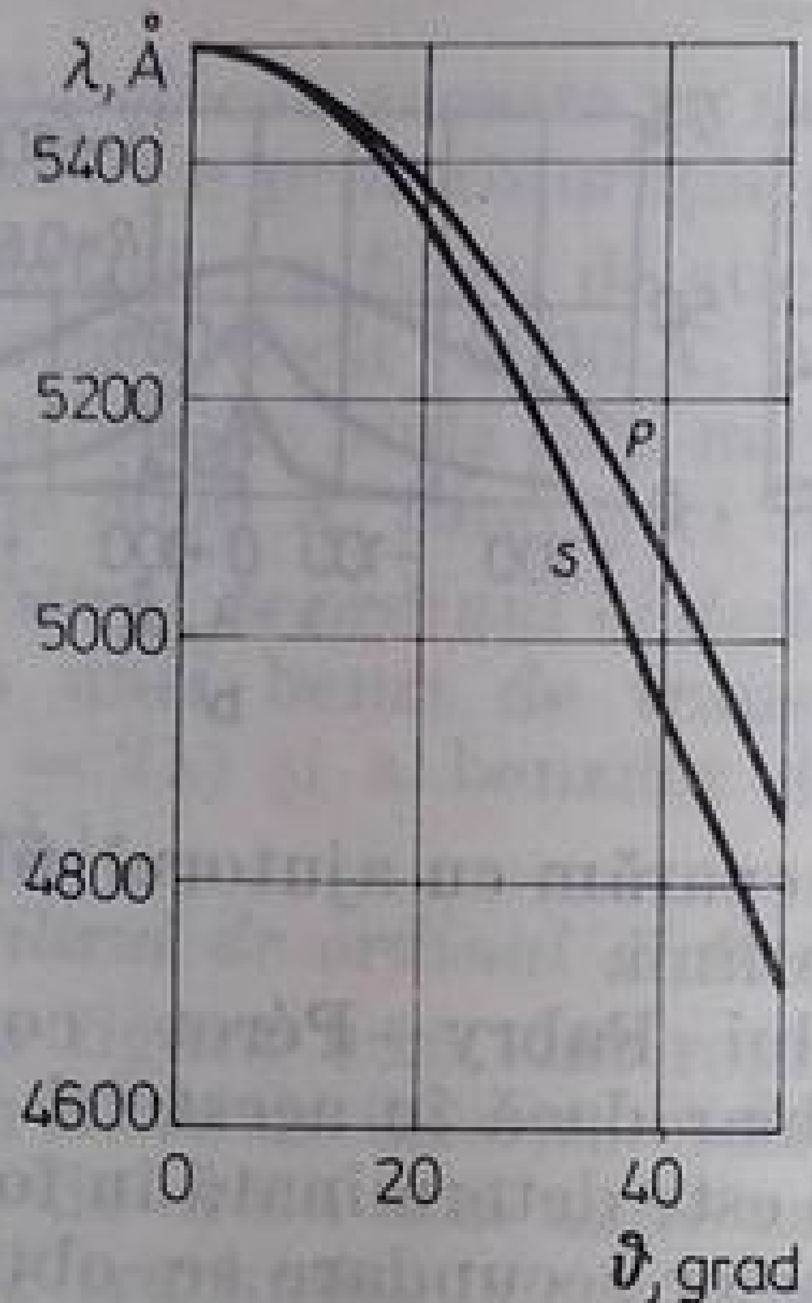


Fig. 9.27. Variația poziției maximului benzii de transmisie pentru componentele s și p ale fasciculului de lumină, în funcție de unghiul de incidență pe filtru (θ — unghiul de refracție în substanța din care este făcut stratul intercalat al filtrului).

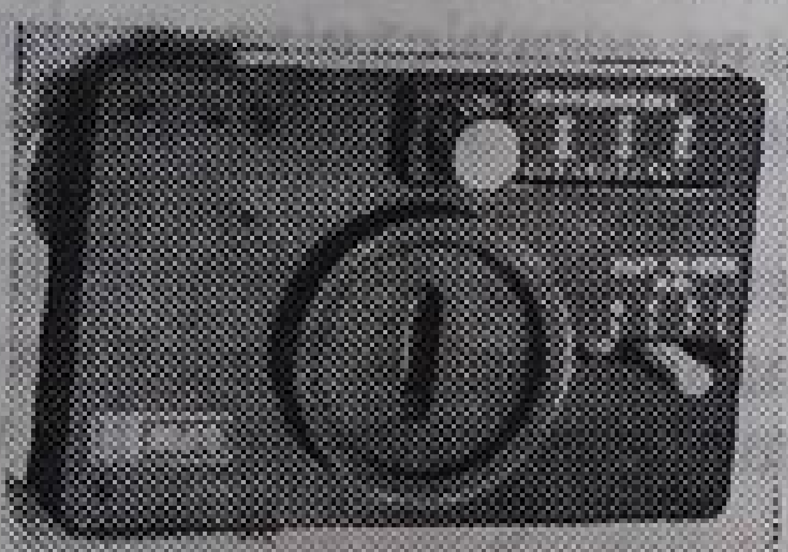


Fig. 9.28. Monocromatorul firmei ORIEL, construit pe baza unui filtru de interferență cu grosime variabilă.

Filtre interferențiale reflectante. Evident, spectrul radiației reflectate de un filtru reflectant este aproximativ complementar cu spectrul radiației transmise de acesta. Într-o serie de probleme spectroscopice crearea într-un fel artificial a unei linii false de absorbție poate fi utilă — ca, de pildă, pentru atenuarea emisiei liniei folosite pentru pompajul optic de excitare a difuziei combinate sau a fotoluminescenței.

Filtru interferențial pe bază de reflexie totală. Se știe că în timpul reflexiei totale se produce și o pătrundere parțială a undei luminoase în cel de al doilea mediu (mai puțin dens). Dacă acest din urmă mediu reprezintă un strat subțire (cu grosimea de cîteva lungimi de undă), intercalat între medii cu indici de

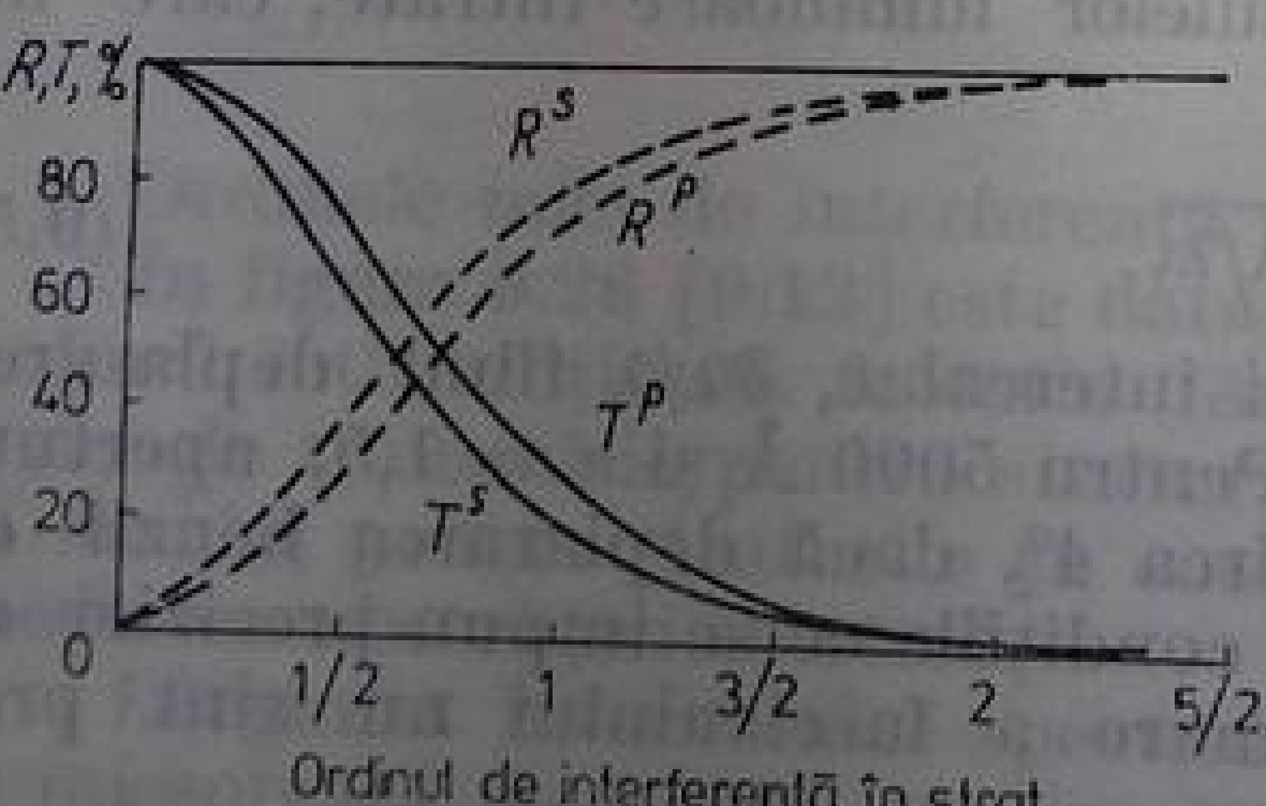


Fig. 9.29. Dependența coeficientului de transparență și de reflexie a stratului, în condițiile reflexiei totale, față de grosimea stratului (de ordinul de interferență din strat) pentru componentele s și p ($n_1 = 1{,}38$; $n_2 = 1{,}72$; $\varphi = 60°$) (v. fig. 9.31).

refracție mai mari, atunci el poate juca rolul de peliculă divizoare de lumină, ai cărei coeficienți de reflexie și de transmisie vor depinde de grosimea sa (fig. 9.29) [9.12]. Un asemenea strat practic nu absoarbe lumina, ceea ce face să

crească substanțial transmisia filtrelor interferențiale astfel realizate. Filtre de acest tip se fac, de pildă, din sticlă și clorură de sodiu (fig. 9.30); neajunsul lor constă în despicarea benzii de transmisie în două componente, deplasate spectral, ca și în cazul oricărui filtru interferențial, cînd incidența razelor este oblică (v. fig. 9.27). Filtrele de acest tip, construite pentru domeniul vizibil al

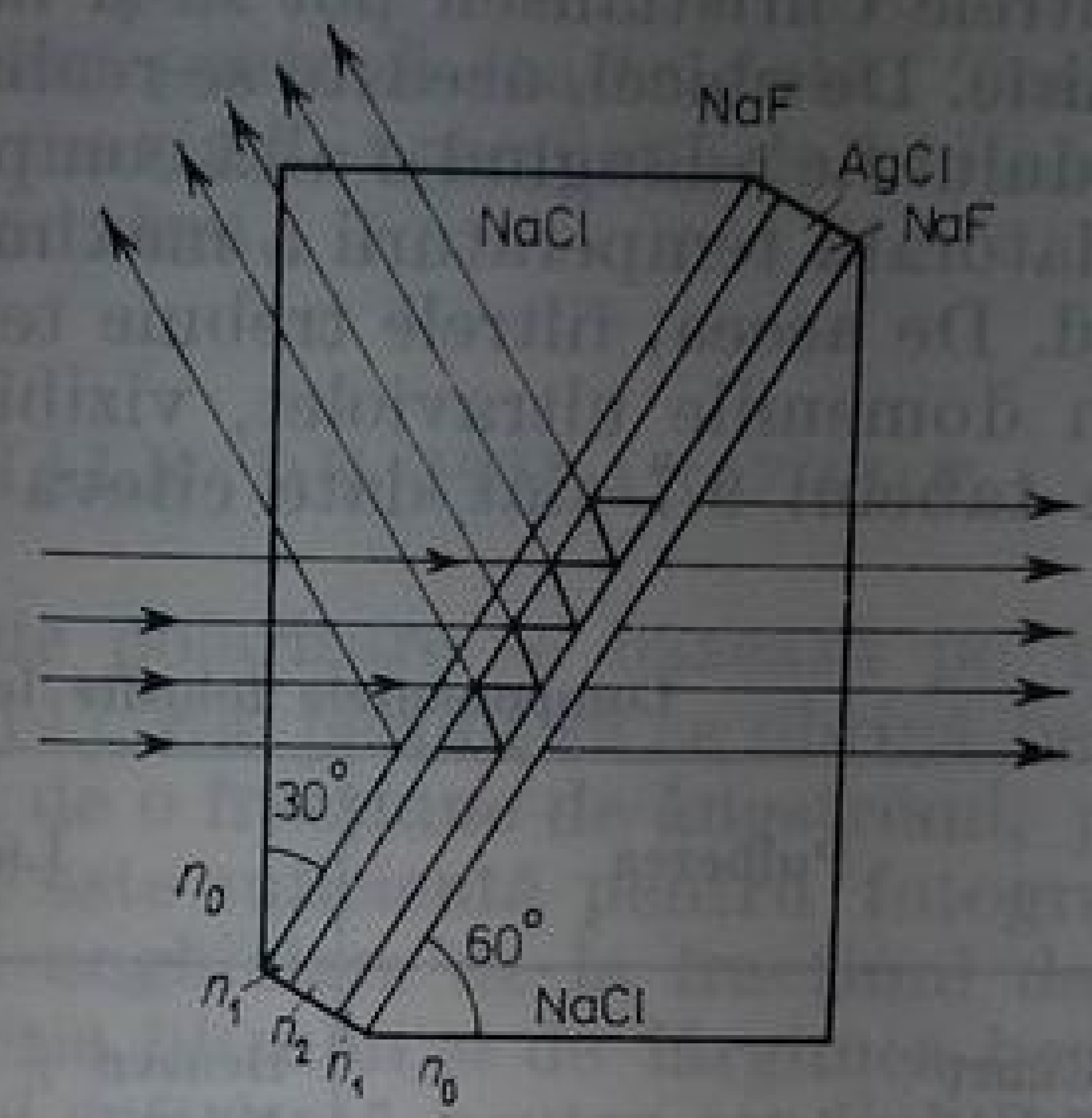


Fig. 9.30. Filtru interferențial pe bază de reflexie totală.

spectrului, au o transmisie în maxim care ajunge pînă la 90%, la o semilărgime a benzii de transmisie de 50–70 Å.

Au fost propuse metode care să elimine structura de dublet a benzii de transmisie a filtrelor pe bază de reflexie totală. Acest lucru se obține fie prin introducerea unor straturi suplimentare care să realizeze valori egale ale deplasării de fază atît pentru componentele *s* și *p*, fie prin compensarea acestei deplasări; în acest scop, stratul intermediar se face dintr-o peliculă birefringentă. Deocamdată, asemenea filtre nu au căpătat însă o răspîndire prea mare.

§ 5. FILTRE DE DISPERSIE

Filtrele descrise în acest paragraf se bazează pe dispersia luminii — dependența indicelui de refracție de lungimea de undă. Sînt cunoscute cel puțin două tipuri de asemenea filtre. Filtrul Christiansen și filtrul Brumberg.

Filtrul Christiansen. Un asemenea filtru constă din niște cuve umplute cu pulbere dintr-un material transparent. Cuva se umple cu un lichid, astfel ales

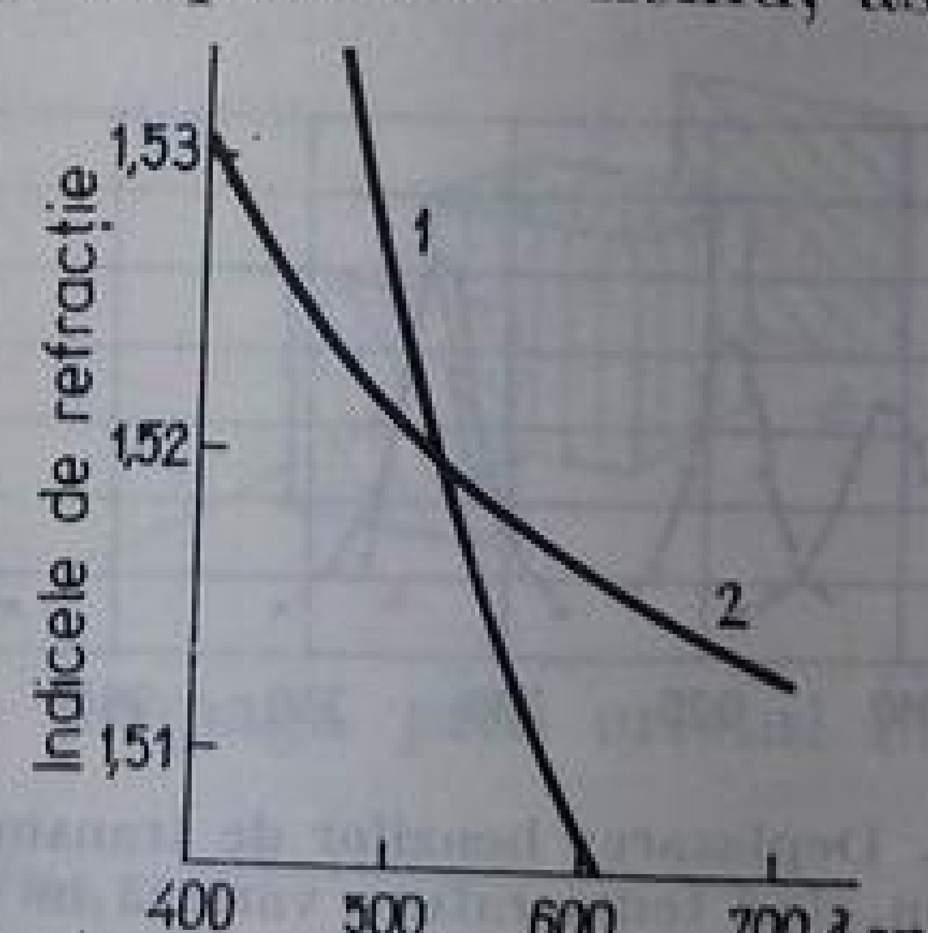


Fig. 9.31. Curbele de dispersie ale componentelor unui filtru Christiansen: 1 — sulfură de carbon în benzen (soluție 10%); 2 — sticlă borosilicat.

ncît pentru o anumită lungime de undă indicele de refracție al lichidului respectiv să coincidă cu cel al pulberii (fig. 9.31). Atunci cuva va fi optic omogenă pentru raza de lumină de această lungime de undă, difuzînd însă radiația cu lungimile de undă atît mai mari cît și mai mici.

Pentru ca să reușească cît mai bine separarea unei benzi înguste, este necesar ca pantele curbelor de dispersie ale lichidului și pulberii respective să se deosebească cît se poate de mult. Divergența unghiulară a fasciculului de lumină filtrat trebuie să fie mică, deoarece, altfel, la detector ajunge și radiația de alte lungimi de undă, difuzată de filtru, producînd astfel un fond considerabil.

Filtrele Christiansen pot să-și modifice lungimea de undă a maximului de transmisie. De obicei, aceasta se realizează prin schimbarea indicelui de refracție al lichidului fie adăugînd o altă componentă, fie modificînd temperatura. Deplasarea datorată temperaturii a maximului de transmisie atinge zeci de ångströmi pe grad. De aceea, filtrele trebuie termostatate. Filtre Christiansen pot fi utilizate în domeniile ultraviolet, vizibil și infraroșu ale spectrului.

În tabelul 9.7 sînt date cîteva rețete de filtre Christiansen.

Tabelul 9.7

Componentele folosite în prepararea filtrelor Christiansen

Pulberea	Lichidul	Domeniul spectral separat
Cuarț	Benzen + spirt	Ultravioletul apropiat și vizibil
Sticlă uviol	Xilen	Ultravioletul apropiat
Flourit	Glicerină + apă	Ultraviolet și vizibil
Crown	Metil benzoic	Vizibil
Crown	Benzină + sulfură de carbon	Vizibil

În figura 9.32 sînt reprezentate curbele de transmisie ale unui filtru de cuarț în amestec cu benzen și alcool, la diferite temperaturi [9.13]. Curbele extreme corespund unei variații a temperaturii cu 30°C.

Filtrul optic Brumberg. Acest filtru constă dintr-o prismă care are coeficientul de refracție n_1, asamblată din două părți, separate printr-un strat dintr-o substanță cu indicele de refracție mai mic, n_2, de exemplu, cuarț și ulei de parafină (fig. 9.33).

Unghiul de incidență se alege astfel încît lumina cu lungimea de undă $\geqslant \lambda$ să sufere reflexie totală la limita de separare. Acest fapt se poate realiza numai în cazul în care este valabilă relația

$$\frac{dn_1}{d\lambda} \Big/ \frac{dn_2}{d\lambda} < \frac{n_1}{n_2}. \tag{9.6}$$

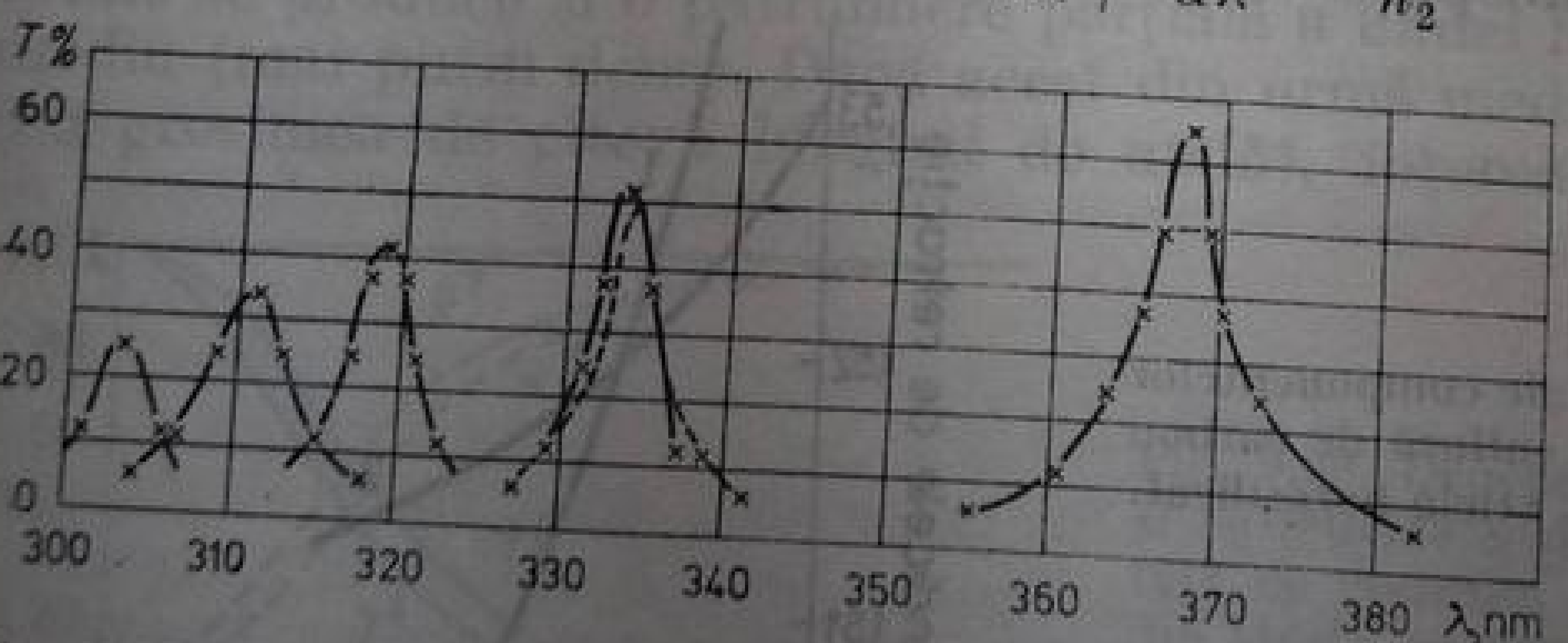


Fig. 9.32. Deplasarea benzilor de transmisie ale unui filtru Christiansen, cînd temperatura variază în intervalul 20 — 50°C.

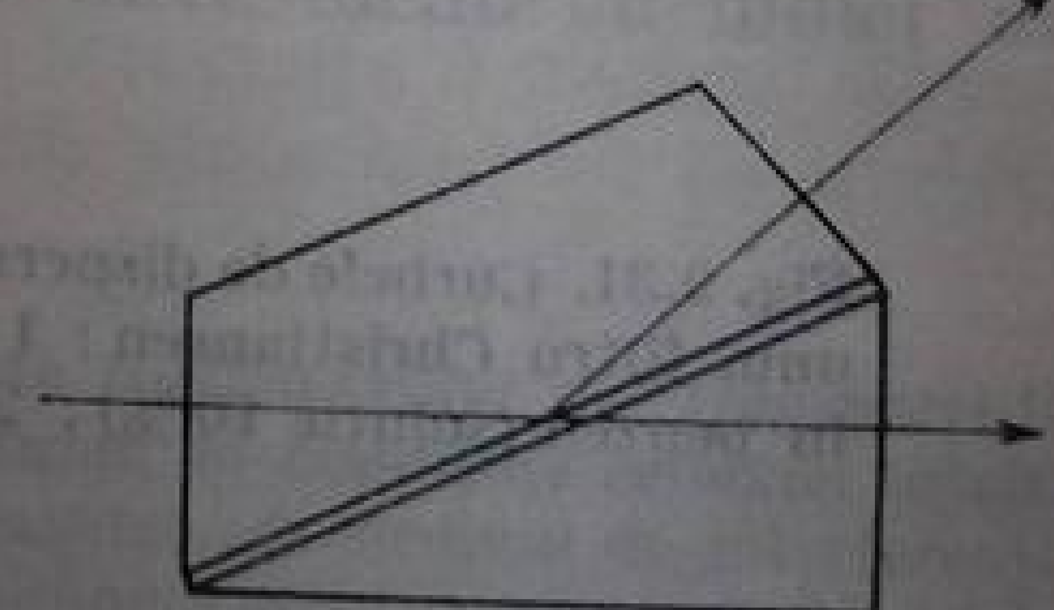


Fig. 9.33. Filtrul de lumină Brumberg.

Prin urmare, filtrul Brumberg acționează ca un filtru de lungime de undă mică, oprind radiația cu lungimea de undă mai mare decît lungimea de undă limită. Neajunsul unui filtru de acest gen îl constituie apertura lui extrem de mică și necesitatea termostatării extrem de riguroase.

Se poate realiza și un filtru analog cu acesta, format dintr-un lichid, despărțit printr-o peliculă de separare solidă. Într-o cuvă de aceeași formă cu prisma din figura 9.33 se introduce o lamă din cuarț subțire. Cuva se umple cu un lichid care are indicele de refracție mai mare decît cuarțul (benzen, toluen, sulfură de carbon etc.). Prin variația înclinării lamei se poate modifica lungimea de undă limită a unui asemenea filtru.

Limita transmisiei unui filtru Brumberg poate fi foarte netă. Transmisia poate crește de la zero pînă la transmisia maximă, apropiată de unitate, pe o porțiune a spectrului de cîteva zeci de ångströmi.

§ 6. FILTRE INTERFERENȚIALE DE POLARIZARE

Funcționarea filtrelor interferențiale de polarizare se bazează pe interferența razelor polarizate de lumină [9.12, 9.14]. Ele permit să se obțină benzi de transmisie foarte înguste, lărgimea lor fiind de o fracțiune de ångströmi, practic lipsind total fondul. Apertura acestor filtre este suficientă pentru fotografierea monocromatică a obiectelor cu dimensiuni unghiulare de la fracțiuni de grad pînă la cîteva grade (în funcție de construcția filtrului și de lărgimea benzii de transmisie). Această apertură este de obicei suficientă pentru studiul Soarelui, planetelor și al altor obiecte asemănătoare. Banda de transmisie a filtrelor interferențiale de polarizare poate fi deplasată spectral în anumite limite.

Chiar dacă au aceste însușiri excepționale, filtrele interferențiale de polarizare se folosesc rar și, mai ales, în cercetările de astrofizică. Cauza constă în faptul că aceste filtre sînt complicate, sînt aparate optice foarte costisitoare, necesitînd îngrijire și reglare calificate. Filtrele interferențiale de polarizare, după cît ne este cunoscut, nu se produc în serii industriale. Fiecare dintre filtrele cunoscute este studiat și construit special.

Filtrul Wood. Un filtru interferențial de polarizare a fost propus pentru prima dată de Wood, în 1904 [9.7], și l-a folosit pentru separarea uneia dintre componentele dubletului galben al sodiului. Acest aparat constă dintr-o lamă de cristal uniax, C, tăiată paralel cu axa optică, introdusă între doi polarizori, A și B (fig. 9.34). Axele polarizorilor se așază de obicei paralel, iar axa lamei cristaline formează cu ele un unghi de 45°.

Fasciculul de lumină polarizat este despicat de lama C în două fascicule care au aceeași direcție, egale ca intensitate, dar polarizate în direcții reciproc

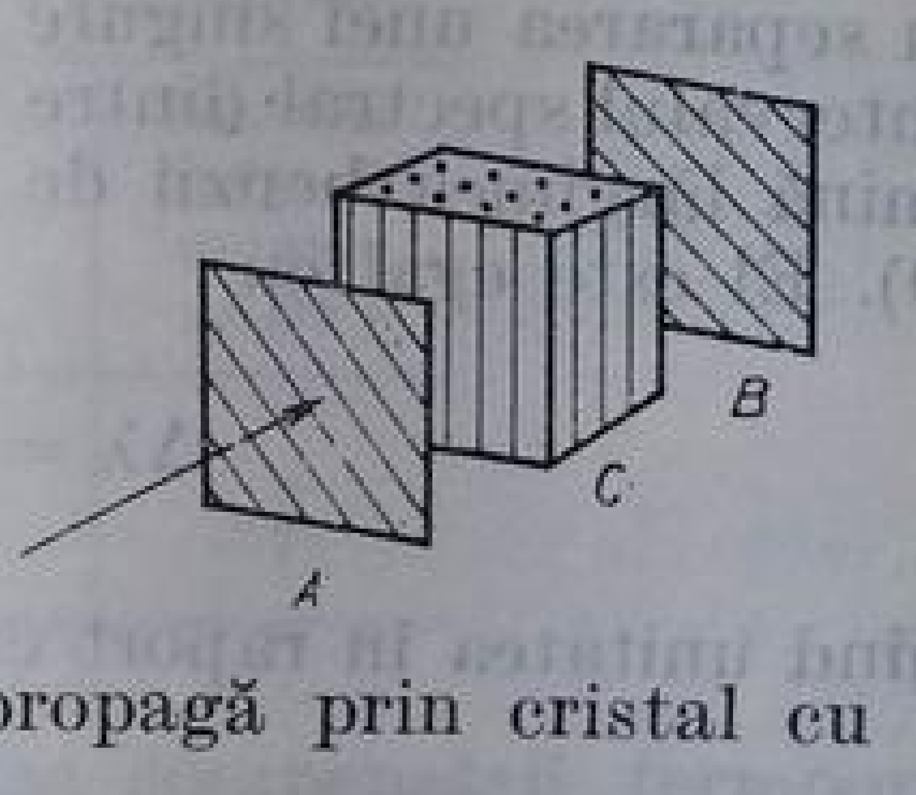


Fig. 9.34. Filtrul de interferență-polarizare Wood: A și B — polarizori; C — lamă cristalină.

perpendiculare. Aceste fascicule de lumină se propagă prin cristal cu viteze diferite

$$v_o = c/n_o \text{ și } v_e = c/n_e,$$

n_0 și n_e fiind indicii de refracție ai razei ordinare și, respectiv, celei extraordinare. Rezultatul interferenței acestor raze la ieșirea din lamă este determinată prin diferența de drum ce apare între ele (fig. 9.35). Dacă diferența de drum, $\Delta = l(n_e - n_o)$, este egală cu un număr întreg de lungimi de undă, atunci, la ieșire

obţinem lumină plan polarizată, cu orientarea iniţială a planului de polarizare. Această lumină trece liber prin cel de al doilea polarizor. Dacă diferenţa de drum este egală cu un număr impar de semiunde, atunci planul de vibraţie se roteşte cu 90°. În acest caz lumina va fi oprită complet de cel de al doilea polarizor.

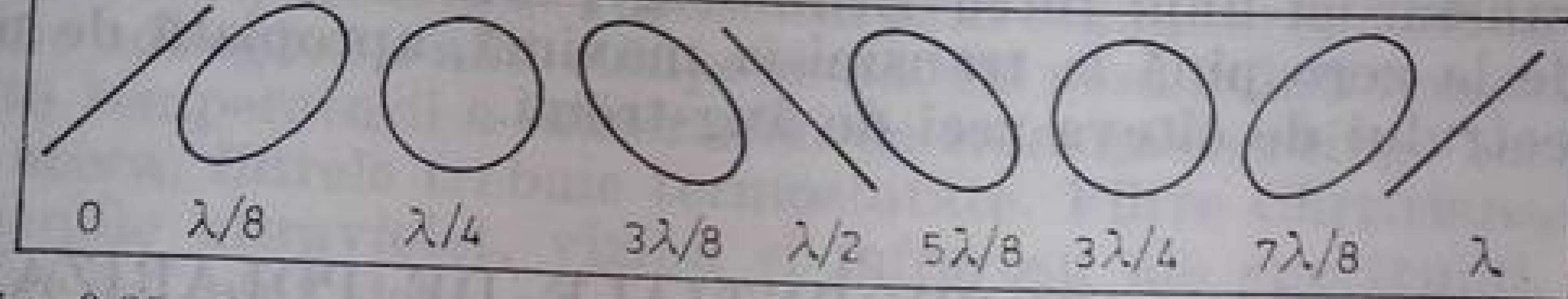


Fig. 9.35. Rezultatul interferenţei razelor polarizate în direcţii reciproc perpendiculare, în funcţie de diferenţa de drum dintre ele.

Nu este greu de arătat că transmisia sistemului va depinde de lungimea de undă conform relaţiei

$$T = \cos^2 \pi \frac{(n_e - n_o)\, l}{\lambda}. \qquad (9.7)$$

Fără discuţie, această expresie nu ţine cont de pierderile prin reflexie şi absorbţie a luminii de către elementele care formează filtrul, precum şi de pierderile din primul polarizor, care, pentru lumina naturală, reprezintă 50%. Ultimele pierderi sînt egale cu zero, dacă lumina incidentă este plan polarizată, avînd planul de polarizare orientat corespunzător.

Conform relaţiei (9.7), transmisia unui filtru interferenţial de polarizare are o serie de maxime ($T = 1$) pentru lungimile de undă

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{k}\, l(n_e - n_o) \qquad (9.8)$$

şi de minime ($T = 0$), pentru lungimile de undă

$$\lambda_{\min} = \frac{2}{2k+1}\, l(n_e - n_o). \qquad (9.9)$$

Din această cauză, un astfel de filtru poate servi numai pentru extincţia unor linii spectrale separate, celelalte fiind transmise. De obicei, el este folosit pentru separarea unei singure linii dintr-o pereche de linii apropiate.

Intervalul spectral dintre un maxim şi un minim de transmisie vecine, care determină lărgimea benzii de transmisie, se poate găsi uşor din relaţiile (9.8) şi (9.9). El este egal cu

$$\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min} = \frac{\lambda_{\max}}{2k+1}. \qquad (9.10)$$

Neglijînd unitatea în raport cu $2k$, avem

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{2(n_e - n_p)\, l}. \qquad (9.11)$$

Distanţa dintre două maxime vecine este, în mod corespunzător, de două ori mai mare.

Folosind (9.11), se poate evalua grosimea filtrului necesar pentru suprimarea uneia dintre cele două linii vecine, separate prin intervalul $\Delta\lambda$. De exemplu,

pentru suprimarea uneia dintre cele două componente ale dubletului de rezonanță al sodiului (5889,95 ; 5895,92 Å) va fi nevoie de un astfel de filtru făcut dintr-o lamă de cuarț $(n_e - n_o)_D = 0{,}00911$, cu grosimea de 32 mm. Filtrul echivalent din calcit $[(n_e - n_o)_D = 0{,}1719]$, va avea grosimea de aproximativ 18,9 ori mai mică, adică 1,7 mm.

Un filtru interferențial de polarizare pentru analiza izotopică a hidrogenului după liniile $H_\alpha - D_\alpha$ ($\lambda_1 = 6562{,}846$ Å, $\lambda_2 = 6561{,}063$ Å, $\Delta\lambda = 1{,}783$Å) se face dintr-o placă de calcit $[(n_e - n_o)_{H_\alpha} = 0{,}1698]$ cu grosimea de 7,11 mm [9.15].

Dependența de temperatură a lungimii de undă a maximului de transmisie. Relația (9.8) permite să se determine deplasarea maximului de transmisie al filtrului, datorată temperaturii. În acest scop, este necesar să se calculeze derivata totală în raport cu temperatura T a acestei expresii, avînd în vedere că și grosimea plăcii, l, și coeficientul de birefringență, $\mu = n_e - n_o$, depind de temperatură, iar μ este, de asemenea, și funcție de λ. Derivînd (9.8), avem

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{\frac{1}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial T} + \frac{1}{l}\frac{dl}{dT}}{\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial\lambda}}. \tag{9.12}$$

Nu este greu de observat că deplasarea lungimii de undă, datorată temperaturii, nu depinde de grosimea plăcii și se determină numai din proprietățile materialului din care este confecționată $\left(\frac{1}{l}\frac{dl}{dT}\right.$ este coeficientul de dilatare liniară$\left.\right)$.

Pentru unele substanțe birefringente, mărimea $d\lambda/dT$ este dată în tabelul 9.8. Din aceste date rezultă că pentru toate aceste materiale λ_{max} se deplasează către domeniul albastru odată cu creșterea temperaturii.

Tabelul 9.8

Deplasarea benzii de transmisie a filtrelor interferențiale de polarizare, datorată temperaturii ($d\lambda/dT$, Å/grad)

λ, Å	Cuarț	Calcit	Dihidrofosfat de amoniu (ADP)
5461	—	−0,31	—
6500	−0,7	−0,4	−7

S-ar părea că acest fapt exclude posibilitatea compensării termooptice a unui asemenea filtru, prin compunerea plăcii din două lame din substanțe diferite, care să dea deplasări în sensuri opuse. Totuși, nu este chiar așa. Pentru a compensa deplasările datorate temperaturii, este suficient ca placa să fie formată din două lame, materialele fiind orientate „prin scădere", adică astfel încît raza ordinară din primul strat să devină extraordinară în cel de al doilea. Pentru aceasta este necesar ca axele optice ale lamelor să fie perpendiculare. În

acest caz (fig. 9.36), condiția de formare a maximului de transmisie va avea forma

$$k\lambda = l_1\mu_1 - l_2\mu_2. \tag{9.13}$$

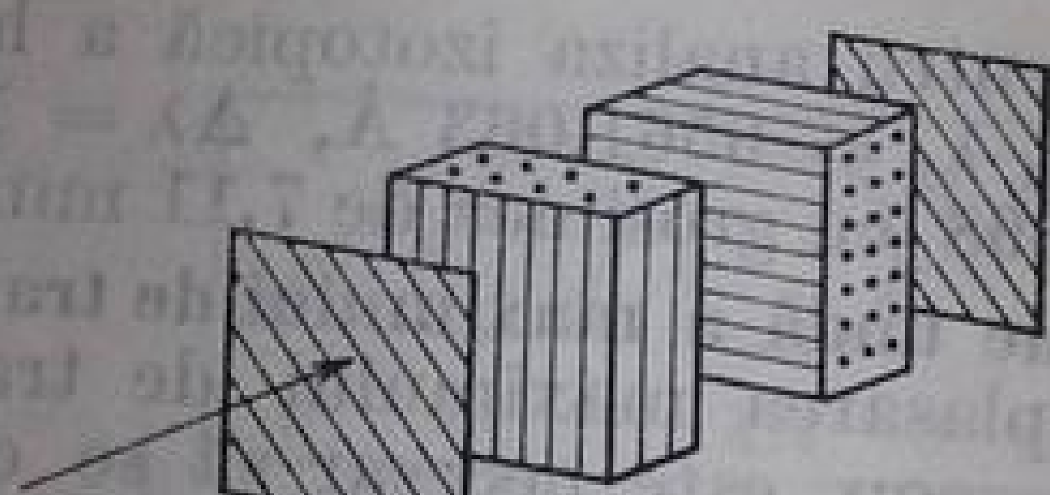


Fig. 9.36. Filtrul de interferență-polarizare compensat termooptic.

Derivarea expresiei (9.13) duce la următoarea condiție, în cazul în care $d\lambda/dT = 0$

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{\dfrac{\partial\mu_2}{\partial T} + \dfrac{\mu_2}{l_2}\dfrac{dl_2}{dT}}{\dfrac{\partial\mu_1}{\partial T} + \dfrac{\mu_1}{l_1}\dfrac{dl_1}{dT}}. \tag{9.14}$$

Pentru perechea calcit-ADP raportul dintre grosimile stratului unui filtru compensat termooptic trebuie să fie egal cu 4,27 ($\lambda = 5\,461$ Å).

Compensînd complet deplasările datorate temperaturii, placa subțire din ADP micșorează diferența de drum a undei cu totul neînsemnat (cu 6%).

Din acest punct de vedere, perechea calcit-cuarț este mai puțin convenabilă. Compensarea deplasării termice începe numai cînd $l_{\text{cuarț}}/l_{\text{calcit}} = 11{,}4$. Totodată, lama de cuarț reduce de două ori și jumătate diferența de drum de undă, dată de lama de spat de Islanda.

Aparatura filtrului și gradul de precizie cu care trebuie prelucrată suprafața. Din relația de bază, (9.8), se poate obține condiția de constanță a grosimii plăcii

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{\delta\lambda}{\lambda}. \tag{9.15}$$

De obicei, se poate considera neesențială o deplasare $\delta\lambda$ mai mică decît 1/5 din semilărgimea benzii de transmisie a filtrului, $\Delta\lambda$ (v. relația (9.11)). Atunci

$$\delta l \leqslant \frac{l}{\lambda}\,\frac{\Delta\lambda}{5} = \frac{\lambda}{10\mu}. \tag{9.16}$$

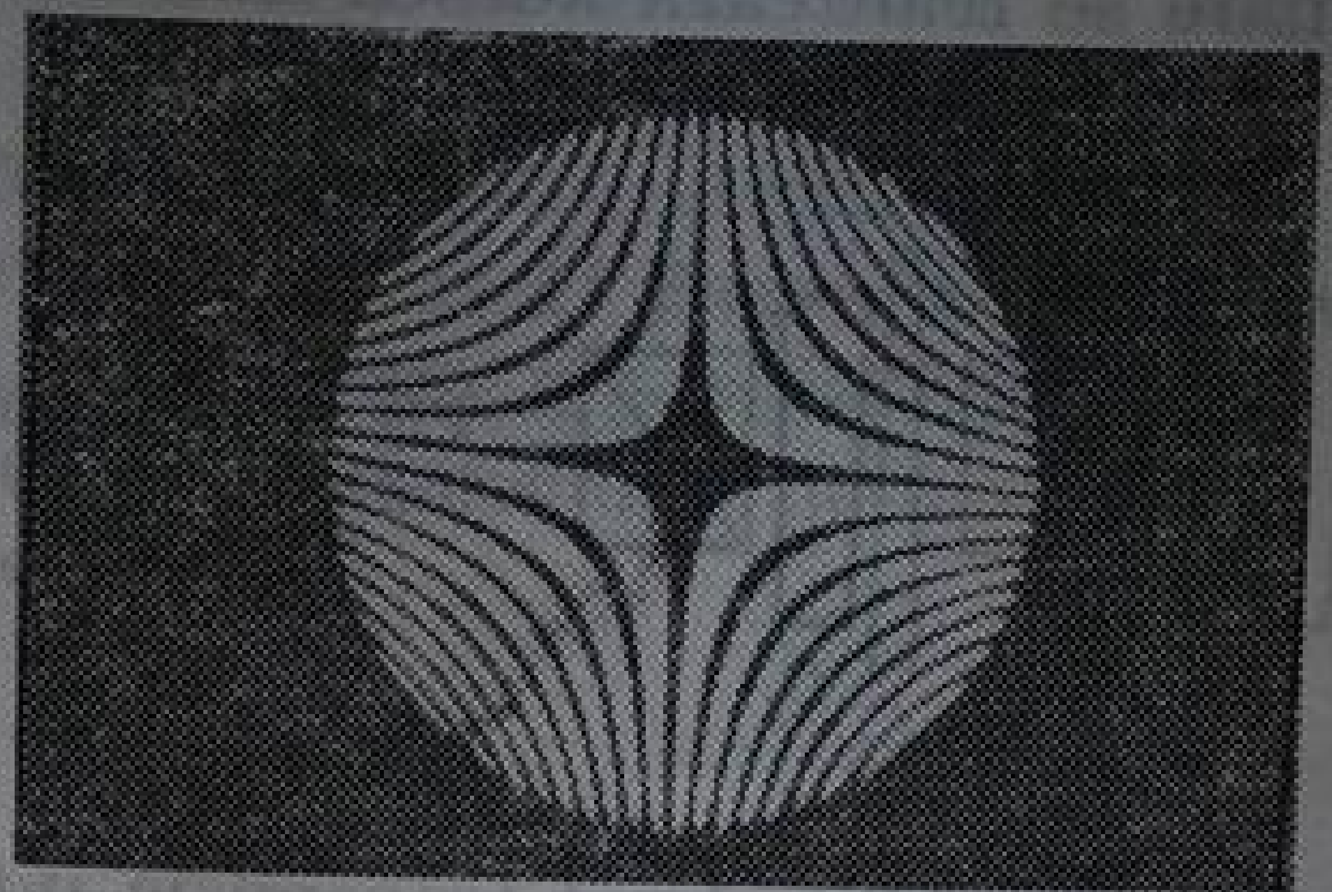
Precizia de prelucrare necesară este astfel independentă de grosimea plăcii. În cazul calcitului ($\mu = 0{,}17$) ea este egală cu 0,3 μm, iar în cazul cuarțului ($\mu = 0{,}01$), de circa 6 μm (pentru partea mijlocie a spectrului).

Pentru razele de lumină înclinate variază nu numai grosimea stratului, ci și birefringența lui, mai mult, în mod diferit, în funcție de orientarea planului în care se află raza de lumină înclinată.

Curbele de aceeași diferență de drum (izocromate) sînt niște hiperbole (fig. 9.37). Cea mai mare deschidere permisă fasciculului de lumină trebuie să corespundă părții centrale a acestui tablou. De obicei, ea reprezintă un unghi care nu depășește 1°.

Există o serie de procedee care permit mărirea aperturii filtrului, însă toate duc la complicarea lui substanţială. În particular, conform procedeului propus de Lyot, placa se taie în două jumătăţi, care se rotesc cu 90° una faţă de alta. Între ele se introduce o placă semiundă, care, la rîndul ei, roteşte planul de polarizare tot cu 90°.

Fig. 9.37. Izocromate.



Dacă în prima jumătate a plăcii diferenţa de drum creşte odată cu mărirea înclinării, atunci în cea de a doua ea se micşorează. Se produce o compensare parţială a deplasării maximului de transmisie odată cu înclinarea. Pe o asemenea cale se atinge mărirea cîmpului vizual unghiular de cîteva ori.

Filtrul Lyot. Filtrul interferenţial de polarizare Wood are spectrul de transmisie în formă de benzi înguste, separate de intervale de aceeaşi lărgime.

Lyot a propus un filtru monocromatic, care constă dintr-un top de filtre Wood cu grosimi ale lamelor care cresc în progresie geometrică cu raţia 2. În acest caz polarizorul de la ieşirea primului filtru serveşte drept polarizor de intrare pentru al doilea ş.a.m.d.

Lărgimea benzii de transmisie a filtrului Lyot este determinată de grosimea lamei celei mai groase (relaţia (9.11)). Distanţa dintre benzile de transmisie poate fi găsită cu ajutorul aceleiaşi relaţii, după grosimea l a celei mai subţiri dintre plăci (fig. 9.38).

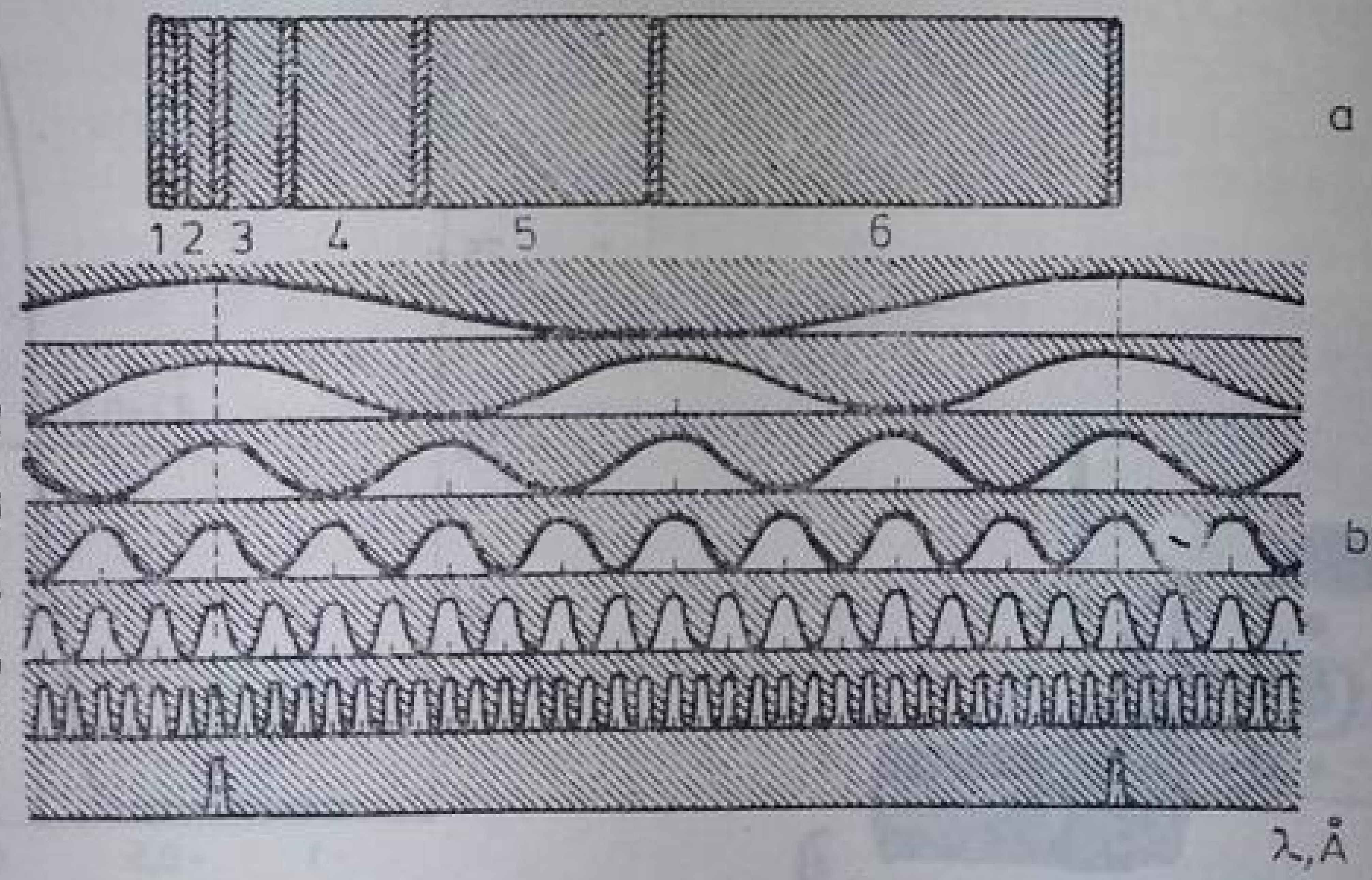


Fig. 9.38. Filtrul de interferenţă-polarizare Lyot : a — structura unui filtru format din şase elemente ; b — transmitanţa fiecărui element şi transmitanţa întregului filtru.

Transmisia unui filtru Lyot poate fi calculată ca produsul dintre transmisiile filtrelor Wood corespunzătoare (formula (9.7))

$$T = \cos^2 \frac{\pi\mu l}{\lambda} \cos^2 \frac{2\pi\mu l}{\lambda} \ldots \cos^2 \frac{2^{n-1}\pi\mu l}{\lambda} = \prod_{k=1}^{n} \cos^2 \frac{2^{k-1}\pi\mu l}{\lambda}. \qquad (9.17)$$

n fiind numărul de elemente, iar l — grosimea celei mai subţiri lame. De obicei, grosimea l se alege egală cu $(5-30)\lambda/\mu$. În acest caz, benzile de transmisie nedorite pot fi filtrate cu ajutorul unor filtre interferenţiale sau absorbante.

Lamele de interferenţă de ordin mic se fac de obicei din cuarţ, iar lamele de ordin mare se realizează adesea din calcit, ceea ce permite ca ele să fie de 18—19 ori mai subţiri.

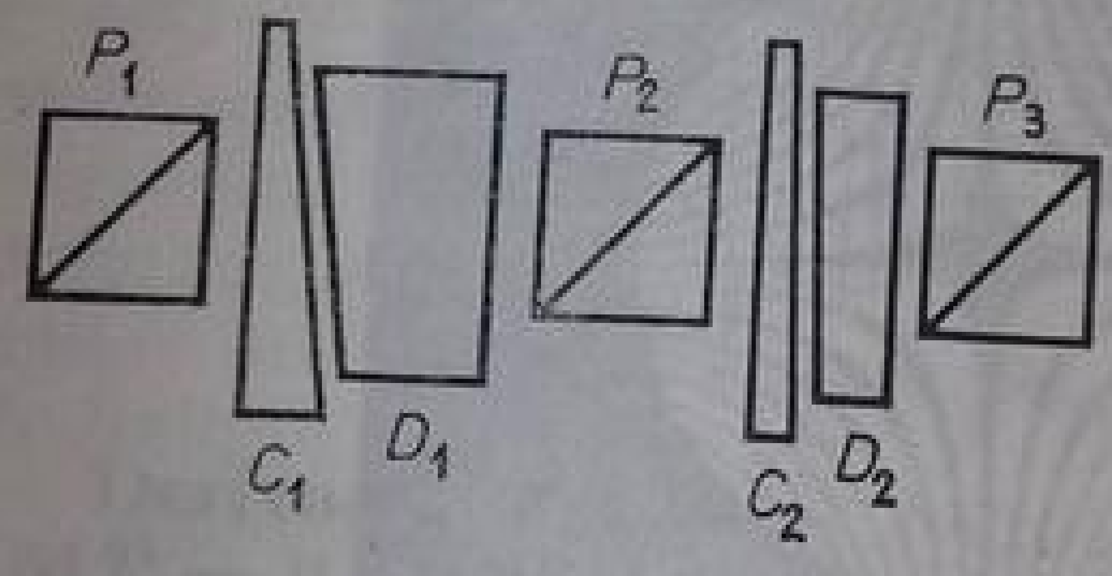


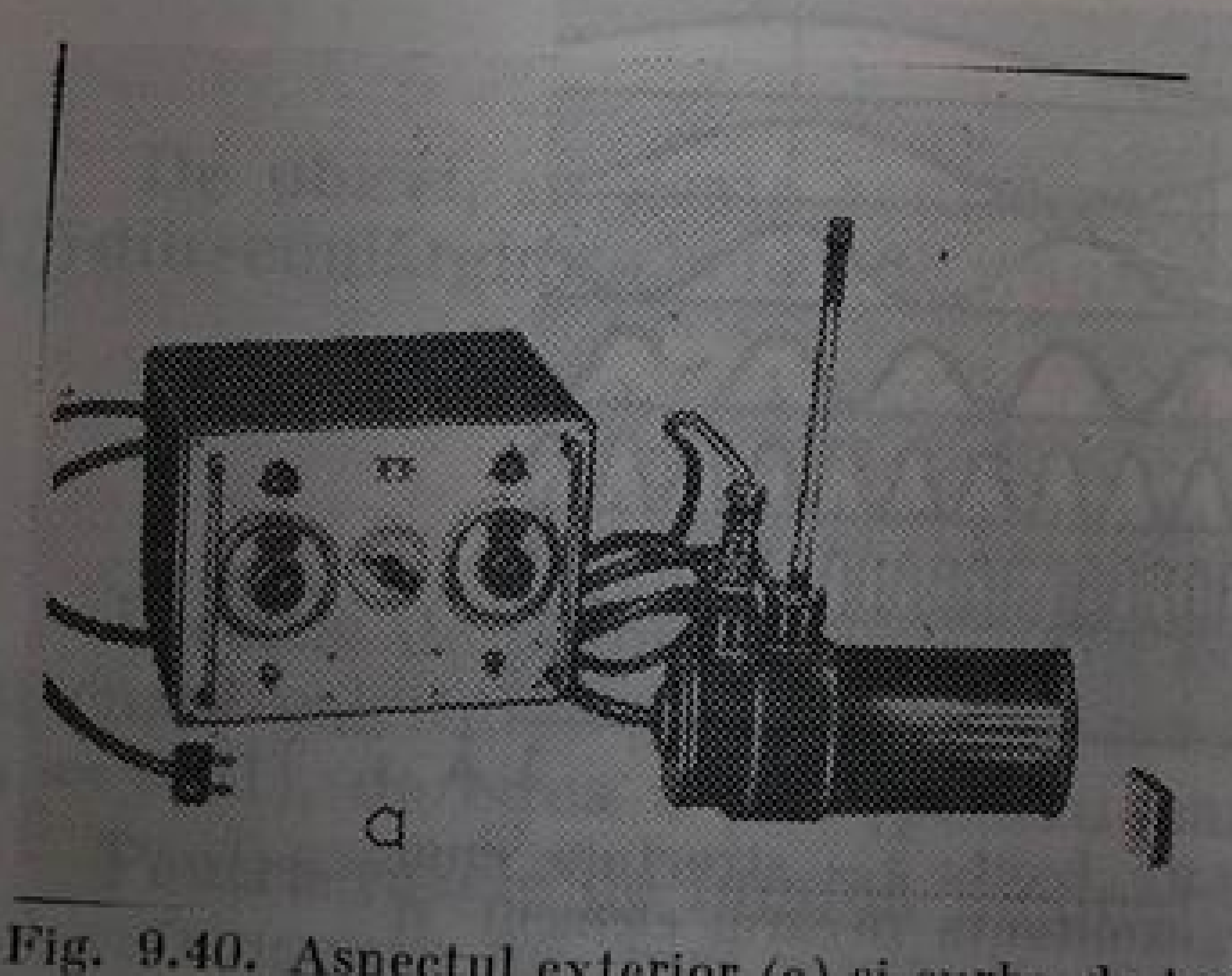
Fig. 9.39. Elementele unui filtru Lyot cu lamele asamblate din perechi de pene: P_1, P_2 şi P_3 sînt prisme de polarizare; C_1, D_1 şi C_2, D_2 — lame cristaline sub formă de pană.

În cazul unui filtru Lyot transmisia integrală este de circa 11 % din transmisia din limitele benzii respective. Această transmisie este concentrată mai ales în maximele secundare. Practic, fondul parazit atinge 13—14 %.

Variaţia lungimii de undă a transmisiei. Universalitatea filtrului Lyot poate fi mărită substanţial, dacă există posibilitatea de variaţie a lungimii de undă a benzii de transmisie.

În limitele a 10—20 Å acest fapt se poate realiza modificînd temperatura filtrului. O foarte mică variaţie a lungimii de undă a maximului de transmisie se mai poate obţine şi prin înclinarea filtrului. O rezolvare mai radicală a problemei constă într-o serie de procedee, care fac ca filtrul să poată fi orientat în limite largi.

Elementele filtrului sînt compuse din cîte două pene, astfel încît prin deplasarea uneia dintre ele grosimea lamei să se modifice fin (fig. 9.39). Unghiurile



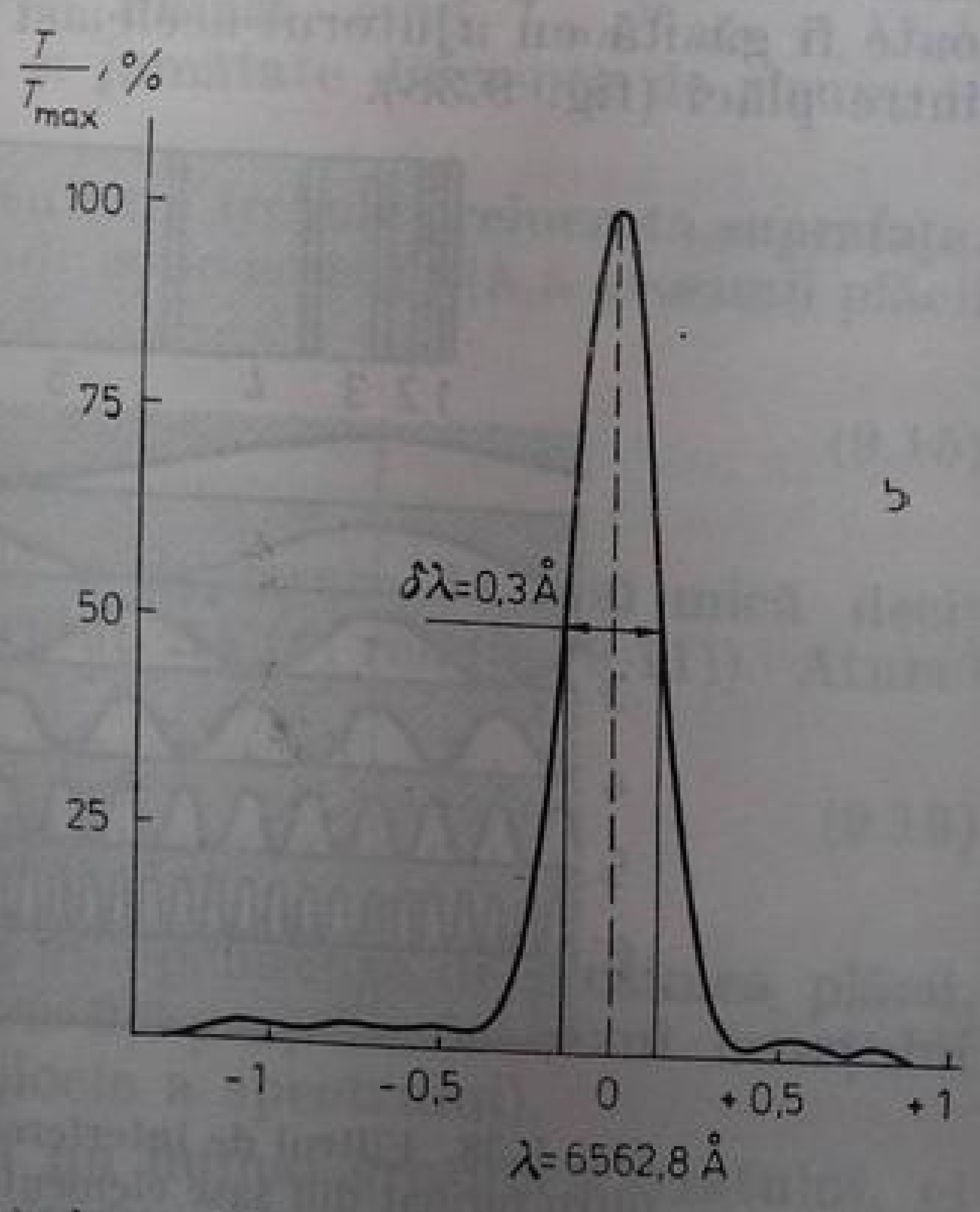


Fig. 9.40. Aspectul exterior (a) şi curba de transmisie (b) ale unui filtru de interferenţă-polarizare cu regulatori termoelectronici.

penelor diferitelor elemente şi grosimile lor trebuie să varieze într-o progresie geometrică cu raţia 2. Deplasarea penelor trebuie să fie strict sincronizată. Neconcordanţa în deplasarea penelor duce la apariţia unui fond intens, la micşorarea transmisiei în maxim şi la lărgirea benzii de transmisie.

În alte construcții se modifică dubla refracție a elementelor, confecționînd lamele sau părți ale lor din cristale electrooptice capabile să-și modifice coeficientul de dublă refracție sub acțiunea cîmpului aplicat. A fost propusă, de asemenea, o serie de mijloace pentru comandarea transmisiei benzii prin rotirea sincronizată a elementelor filtrului unul față de altul, ceea ce complică însă foarte mult construcția filtrului.

În figura 9.40 a este dată fotografia unui filtru interferențial de polarizare cu termoregulator [9.14]. Filtrul este compus din 11 trepte. Ultimele au unghiuri de deschidere mare, avînd posibilitatea de reglare a poziției maximului de transmisie. Filtrul are o semilărgime a benzii de transmisie de 0,3 Å (fig. 9.40 b) și un cîmp unghiular de 3°.

Capitolul 10

SURSE DE LUMINĂ

Examinînd rolul surselor de lumină în spectroscopia experimentală, se pot distinge trei aspecte principale.

1. Sursa de lumină ca obiect al cercetării spectrale. În acest caz experimentatorul nu are voie sau nu poate acționa asupra proceselor care se produc în sursă. În această situație sînt folosite în mare măsură avantajele metodelor optice, care constau în faptul că efectul lor asupra procesului studiat este minim. În aceste cazuri trebuie incluse, de pildă, diagnosticarea plasmei, studiul obiectelor cosmice etc.

O descriere detaliată a metodelor spectroscopice de analiză a proceselor care se produc în sursele de lumină este efectuată, de pildă, în monografiile [10.1—10.5].

2. Sursa de lumină poate servi pentru obținerea de informații asupra compoziției substanței sau asupra proprietăților atomilor și moleculelor. Astfel sînt, de exemplu, cazurile analizei spectrale, măsurarea probabilităților tranzițiilor după intensitățile radiației, studiul structurii nivelelor energetice după componența liniilor spectrale, studiul proprietăților magnetice și electrice ale atomilor după efectul produs asupra spectrului lor de cîmpurile exterioare. În toate aceste cazuri spectroscopistul intervine activ în funcționarea sursei, alege tipul de sursă și regimul de funcționare a ei, avînd în vedere toate amănuntele problemei puse. Analizei legăturii dintre proprietățile atomilor și moleculelor și spectrele acestora îi sînt consacrate monografiile [10.6, 10.7].

3. Sursa de lumină poate juca un rol ajutător în cercetarea spectrală, de pildă, pentru etalonarea aparaturii spectrale după lungimile de undă și sensibilitatea spectrală, pentru obținerea spectrelor de absorbție ale obiectului de analizat etc. În aceste cazuri experimentatorul are cea mai mare libertate în alegerea și realizarea surselor de lumină celor mai convenabile.

În acest capitol vom analiza numai unele proprietăți ale surselor de lumină, avînd în vedere în special utilizarea lor ca mijloace ajutătoare de cercetare.

Informații asupra surselor de lumină și a utilizărilor lor în spectroscopie pot fi găsite în monografiile [2, 3, 13, 20, 22, 9.4, 9.16].

§ 1. PROPRIETĂȚI FUNDAMENTALE

Sursele de radiație se caracterizează, în primul rînd, prin distribuția spectrală a strălucirii și prin caracterul variației ei în timp. Totodată într-o serie de probleme capătă o importanță esențială strălucirea integrală (după întregul spectru) a sursei, constanța strălucirii pe întreaga întindere a suprafeței sale și în cazul observației sub unghiuri diferite, precum și fluxul luminos total și polarizarea radiației.

Sursele se numesc surse constante, dacă puterea emisă de ele nu depinde practic de timp. Dintre astfel de surse fac parte, în particular, aproape toate sistemele alimentate cu curent continuu (lămpi de incandescență, arcuri voltaice ș.a.). Evident, pe lîngă radiația constantă, o asemenea sursă va avea și o componentă variabilă. Aceasta se datorește, de pildă, oscilațiilor tensiunii rețelei de alimentare, deplasărilor petei catodice a arcului, variației conținutului flăcării sau curenților de aer din preajma sursei. Variațiile strălucirii sursei pot fi atît lente, datorate, de exemplu, descărcării acumulatorilor de alimentare sau înnegririi ferestrelor tubului de descărcare, cît și mai mult sau mai puțin rapide. Frecvențele posibile de oscilație a strălucirii sînt de la sute la multe mii sau chiar milioane de hertzi.

Raportul dintre variația strălucirii sursei, ΔB, și valoarea acestei străluciri caracterizează stabilitatea sursei. Pentru oscilațiile întîmplătoare ale strălucirii trebuie să ne referim, evident, la valoarea pătratică medie a acestei mărimi,

$$M = \sqrt{\overline{\Delta B^2}/\overline{B^2}}. \tag{10.1}$$

Pentru o sursă absolut stabilă, $M = 0$. În practica spectroscopică obișnuită ne mulțumim cu surse pentru care oscilațiile întîmplătoare ale strălucirii sînt de cîteva procente (uneori chiar și mai mari). Numai în cazul măsurătorilor energetice exacte este nevoie de surse cu instabilități sub 1%. Este de presupus că realizarea unor surse mai stabile se poate obține foarte greu, cu toate că strălucirea unor cristalofosfori radioactivi se caracterizează, probabil, printr-o stabilitate în timp mai bună.

Pe lîngă sursele stabile, în spectroscopie se folosesc și dispozitive în care strălucirea variază periodic în timp. Acestea pot fi surse pulsate, la care strălucirea dintre două impulsuri consecutive este egală cu zero, sau surse a căror strălucire variază periodic între anumite limite. Ca exemplu de surse de primul tip pot fi menționate lămpile de incandescență alimentate cu curent continuu, a căror emisie este modulată de un disc cu un orificiu, care se rotește în fața sursei. O lampă cu incandescență alimentată cu curent alternativ servește drept exemplu de sursă de al doilea tip cu o profunzime mică a modulației. Din contră, în cazul unui tub de descărcare în gaz, alimentat cu curent alternativ, profunzimea de modulație va fi practic 100%.

În figura 10.1 este reprezentată variația în timp a strălucirii acestor trei tipuri de surse. Acest tip de surse va trebui caracterizat prin stabilitatea sa, adică prin constanța în timp a strălucirii sale integrale,

$$B = \int_{t_1}^{t_2} b(t)\,\mathrm{d}t,$$

unde $t_2 - t_1 \gg \tau$, τ fiind perioada de oscilație a strălucirii sursei.

În afară de constanța strălucirii integrale, o altă caracteristică importantă a unei surse o constituie *porozitatea*, S, care, prin definiție, este egală cu raportul dintre perioada de oscilație a strălucirii sursei și durata efectivă a fiecărui impuls al emisiei.

În funcție de caracterul spectrului pe care-l emit, sursele se împart de obicei în surse cu spectru continuu și surse cu spectru de linii. Pentru diferite domenii

ale spectrului adesea este necesar să se folosească surse de radiație diferite. Din această cauză, ele se subîmpart uneori în surse pentru domeniul vizibil și surse pentru domeniul ultraviolet.

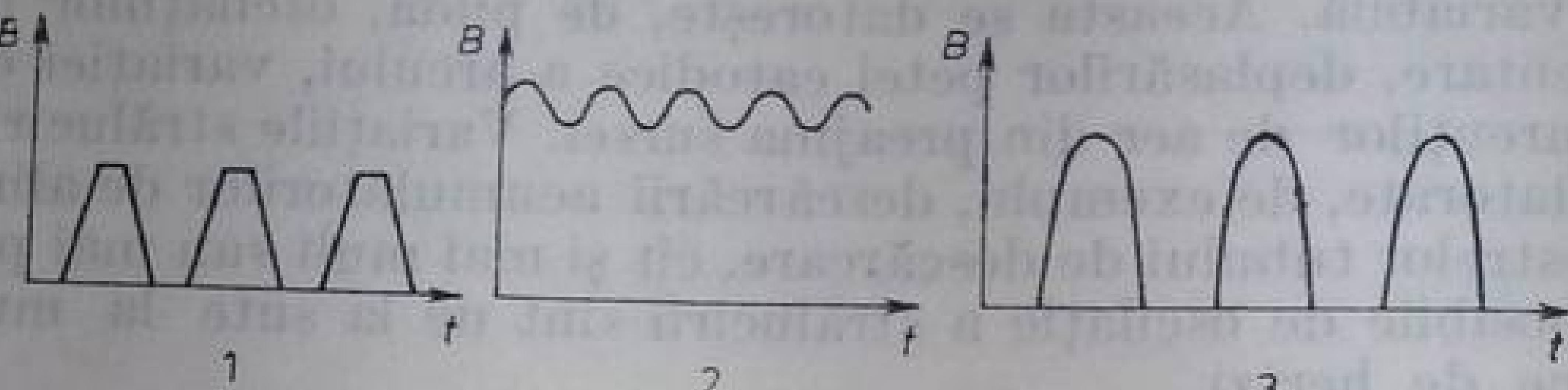


Fig. 10.1. Variația strălucirii în funcție de timp : 1 — a unei lămpi de curent continuu, a cărei emisie este modulată prin invîrtirea unui disc cu un orificiu ; 2 — a unei lămpi cu incandescență, alimentată în curent alternativ ; 3 — a unei lămpi cu descărcare în gaz, alimentată în curent alternativ.

§ 2. SURSE CU SPECTRU CONTINUU

Surse termice. Pentru domeniul vizibil al spectrului se folosesc, în primul rînd, corpuri incandescente. Conform legii lui Kirchhoff, raportul dintre puterea de emisie a corpului ($r_{\lambda T}$) și coeficientul lui de absorbție ($a_{\lambda T}$) nu depinde de natura corpului și este o funcție universală de lungimea de undă și de temperatură

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = \varepsilon(\lambda, T), \tag{10.2}$$

$r_{\lambda T}$ find puterea radiației emise de unitatea de suprafață a corpului în unghiul solid 2π, într-un interval de lungimi de undă egal cu unitatea.

Funcția $\varepsilon(\lambda, T)$ este dată de formula lui Planck

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(ch/\lambda kT) - 1.} \tag{10.3}$$

Funcția $\varepsilon(\overline{\nu}, T)$, pentru numerele de undă, se scrie sub forma

$$\varepsilon(\overline{\nu}, T) = 2\pi hc^2 \frac{\overline{\nu}^3}{\exp(h\overline{\nu}c/kT) - 1}. \tag{10.3'}$$

Un corp al cărui coeficient de absorbție este $a_{\lambda T} = 1$, pentru orice temperatură și pentru orice lungime de undă, se numește *corp negru absolut*.

Conform relației (10.2), distribuția spectrală a puterii de emisie a corpului negru absolut este dată de formula lui Planck. Graficele funcției $\varepsilon(\lambda, T)$, pentru diferite temperaturi, sînt date în figura 10.2. Corpul negru absolut este comod de folosit pentru măsurători energetice, numai că realizarea de astfel de corpuri negre absolute, suficient de bune, este dificilă.

Distribuția de energie în spectrele de emisie ale corpurilor incandescente reale se deosebește mai mult sau mai puțin de cea dată de formula lui Planck.

Pentru corpurile *cenușii* coeficientul de absorbție este mai mic decît unitatea și nu depinde de lungimea de undă. Distribuția relativă a energiei în spectrul de emisie al corpului cenușiu este aceeași ca și a corpului negru absolut, la aceeași temperatură.

În cazul corpurilor care nu se deosebesc prea tare de corpurile cenușii, distribuția relativă a puterii radiației, la temperatura T, poate fi descrisă aproximativ de formula lui Planck, însă pentru altă temperatură, $T_{culoare}$, care nu este egală cu T. Temperatura $T_{culoare}$ poartă numele de *temperatură de culoare*. Pentru corpurile cenușii temperatura de culoare este egală cu temperatura reală.

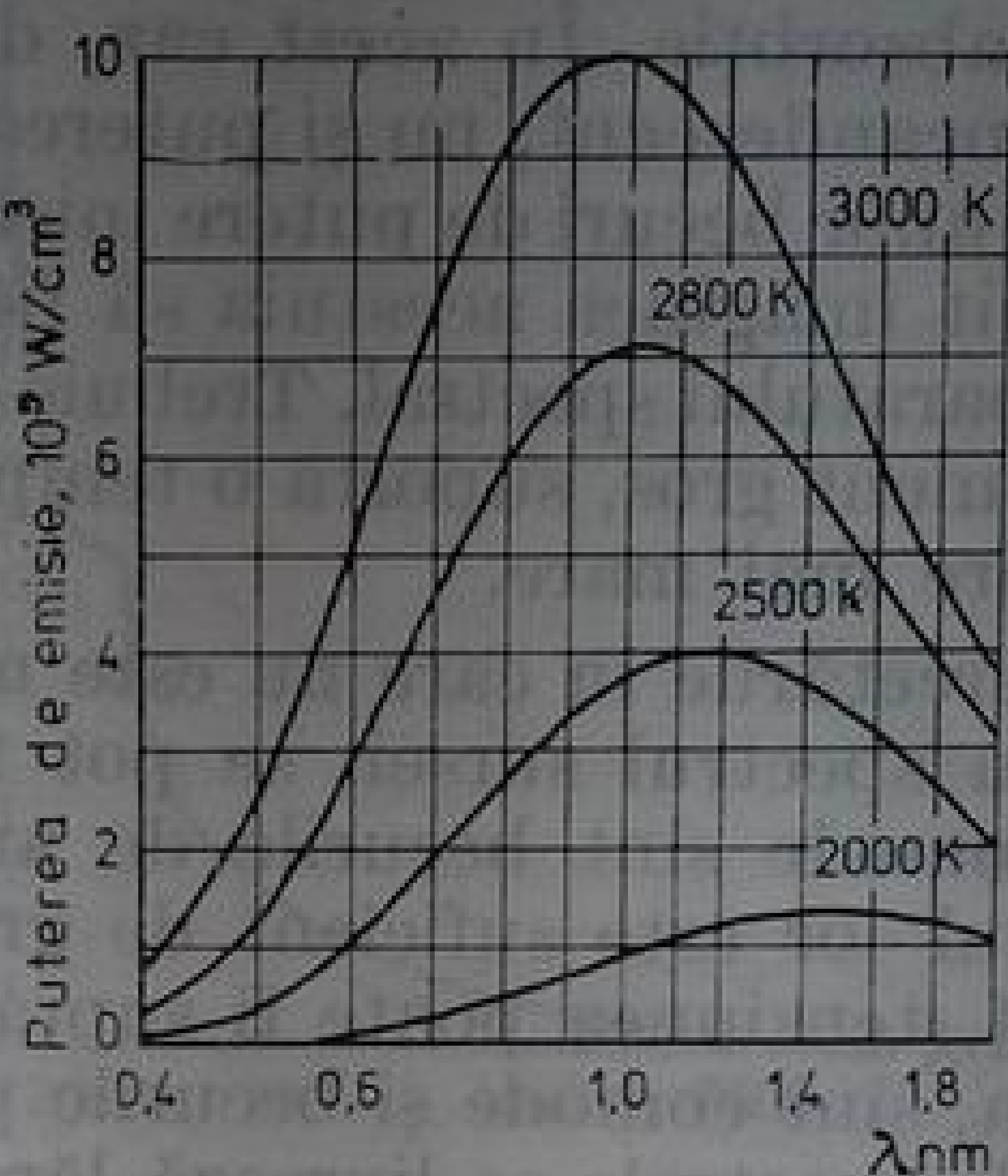


Fig. 10.2. Puterea de emisie spectrală a corpului negru absolut.

Pentru caracterizarea strălucirii absolute a radiației corpurilor se folosește noțiunea de *temperatură de strălucire*. Ea se definește ca acea temperatură a corpului negru absolut pentru care strălucirea lui spectrală devine egală cu strălucirea spectrală a corpului dat. Temperatura de strălucire a corpurilor nu poate depăși temperatura lor adevărată și, în general, depinde de lungimea de undă. Pentru corpurile cenușii temperatura de strălucire nu depinde de lungimea de undă. Evident, în cazul corpului negru temperatura de culoare și temperatura de strălucire coincid cu temperatura adevărată.

În practică, pentru măsurători energetice, se folosesc, în primul rînd, becuri de incandescență cu filament sau cu bandă din wolfram. În tabelul 10.1 sînt date temperaturile de culoare și de strălucire pentru wolfram.

Tabelul 10.1

Temperaturile de culoare și de strălucire ale wolframului

T, K	$T_{culoare}$	$T_{stălucire}$ (λ = 5650 Å)	T, K	$T_{culoare}$	$T_{strălucire}$ (λ = 5650 Å)
1000	1006	966	2400	2452	2192
1200	1210	1149	2600	2663	2356
1400	1414	1330	2800	2878	2416
1600	1619	1509	3000	3094	2673
1800	1825	1648	3200	3311	2827
2000	2033	1857	3400	3533	2978
2200	2242	2026			

Radiația wolframului este de aproximativ două ori mai slabă decît radiația corpului negru absolut, la aceeași temperatură. Pentru a se apropia de ea, uneori se ia radiația emisă de straturile mai profunde ale corpului incandescent luminescent respectiv. De exemplu, dacă corpul care emite este o bandă de wolfram îndoită în formă de litera Π, atunci radiația din interiorul acestei forme va fi cu mult mai aproape de radiația corpului negru absolut, decît radiația părților exterioare ale benzii, aflate la aceeași temperatură.

De obicei, sursele cu spectru continuu se utilizează pentru obținerea spectrelor de absorbție. În acest caz, de regulă, este importantă numai strălucirea corpului incandescent, nu și puterea luminii emise de el. De aceea, este indicată utilizarea unor becuri de putere mică, al căror corp incandescent are dimensiunile astfel, încît imaginea acestuia să fie suficient de mare pentru a acoperi întreaga fantă a aparatului spectral. Trebuie avut în vedere totuși că un bec mai puternic, cu un filament gros, suportă o temperatură de încălzire mai mare și de aceea dă o strălucire mai mare.

În cercetările în care nu este necesară cunoașterea exactă a distribuției de energie în spectrul sursei, se pot folosi orice fel de becuri de incandescență. Foarte comode sînt becurile de automobil, alimentate la tensiunea de 12 V. Filamentul lor este suficient de gros și rezistă la o supraîncălzire importantă (totodată, tensiunea poate fi supravoltată la dublul valorii sale nominale). De asemenea, sînt comode și becurile pentru aparatele de proiecție. Special pentru cercetările spectrale se livrează lămpi cu bandă. Pentru studiul ultravioletului apropiat, ele sînt livrate uneori cu ferestre din cuarț sau uviol. Spectrul unei asemenea lămpi se întinde în domeniul lungimilor de undă mai mici ca 3000 Å.

Pentru studii cantitative pe bază de distribuție a energiei în spectru și pentru toate problemele fotometriei heterocromatice, becurile cu incandescență sînt etalonate în mod special, adică li se determină temperatura de culoare. Becurile de incandescență se etalonează la o temperatură cu cîteva sute de grade mai mică decît temperatura nominală de funcționare. Cînd încălzirea este completă, balonul becului se înnegrește considerabil datorită wolframului care se evaporă. Aceasta afectează atît strălucirea de emisie a sursei, cît și distribuția spectrală a acesteia. Temperatura normală de funcționare a becurilor cu incandescență umplute cu gaz este de 2850°C. Temperatura de funcționare a becurilor destinate cercetărilor fotometrice nu depășește 1600°C.

Becurile fotometrice trebuie alimentate cu curent de la un acumulator sau de la un stabilizator și utilizate în aceeași poziție în care s-a efectuat etalonarea, altfel variația distribuției curenților gazului din interiorul becului și din exteriorul lui duc la modificarea temperaturii filamentului incandescent. Din aceeași cauză, un bec etalonat fără manta de protecție trebuie exploatat tot în stare deschisă. Erorile în distribuția spectrală a strălucirii becurilor cu incandescență pot fi destul de însemnate. Se poate admite că sînt obișnuite chiar erori care depășesc 10%. Tocmai nedeterminarea în distribuția de energie a unei surse etalonate este o sursă importantă de erori în fotometria heterocromatică (v. cap. 12).

Lampa cu hidrogen. La trecerea unei molecule de hidrogen de pe nivelul energetic stabil superior $^3\Sigma_g^+$ pe nivelul stabil inferior $^3\Sigma_u^+$, apare un spectru continuu [20, 10.9, 10.10], care se întinde de la 5000 pînă la 1650 Å (fig. 10.3). Tocmai acest spectru este cel mai des utilizat în cercetările de absorbție în domeniul ultraviolet unde spectrul unui bec cu incandescență este puțin intens. Avînd în vedere faptul că lărgimea structurii de rotație a unei molecule de hidrogen este relativ mare, în cazul acestei molecule nu există o separare netă a structurii de vibrație de cea de rotație. Ambele formează așa-numitul spectru cu linii

multiple, care se suprapune peste spectrul continuu în domeniile vizibil şi ultraviolet apropiat. În domeniul cu lungimii de undă mai mici decît 1650 Å se observă numai spectrul de linii.

Pentru obţinerea unui spectru continuu intens, se folosesc lămpi de descărcare cu hidrogen. Important este ca într-o lampă de acest fel să se obţină

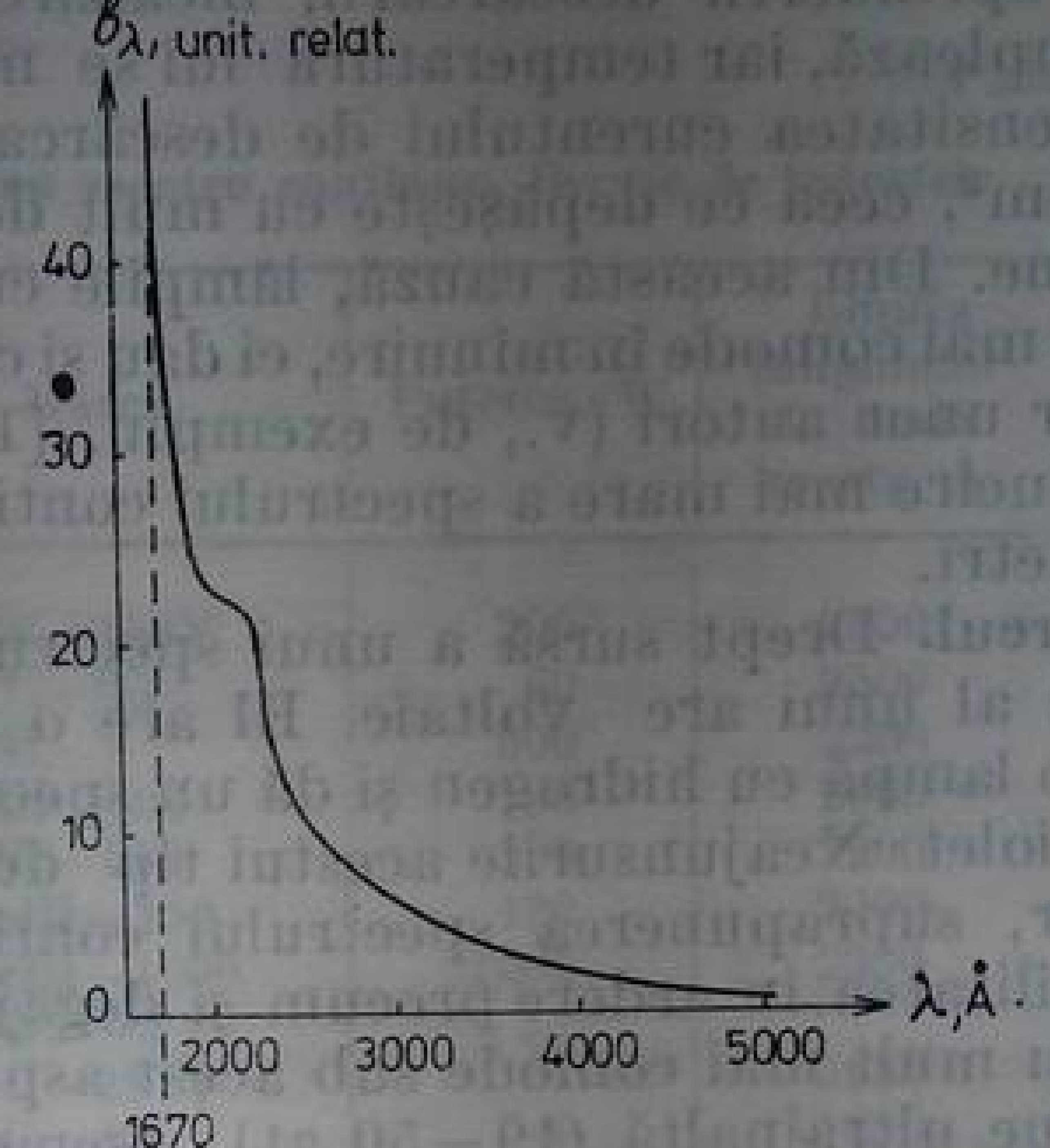


Fig. 10.3. Distribuţia de energie în spectrul unei lămpi cu higrogen.

o strălucire mare a spectrului continuu faţă de a celui de linii. Pentru aceasta este necesar ca conţinutul relativ al hidrogenului molecular în descărcarea luminescentă să fie mai mare în comparaţie cu a hidrogenului atomic, ceea ce se realizează prin înlesnirea condiţiilor de recombinare a hidrogenului atomic. Procesul de recombinare este catalizat de numeroase metale, în special de nichel. În unele tuburi cu hidrogen suprafaţa interioară este în mod special acoperită cu un strat subţire de nichel. Uneori rolul de catalizator este jucat de suprafaţa extinsă a electrozilor.

În practica spectroscopică se folosesc două tipuri de lămpi cu hidrogen — lămpi de înaltă tensiune şi lămpi de joasă tensiune. O lampă cu hidrogen, de înaltă tensiune, este un tub de descărcare din sticlă sau din cuarţ, răcit în exterior cu apă. Un exemplu de formă a tubului este prezentat în figura 10.4. Tubul se umple cu hidrogen uscat, minuţios purificat, pînă la o presiune în jur de 1 mm col. Hg şi bine pus la punct pentru descărcare.

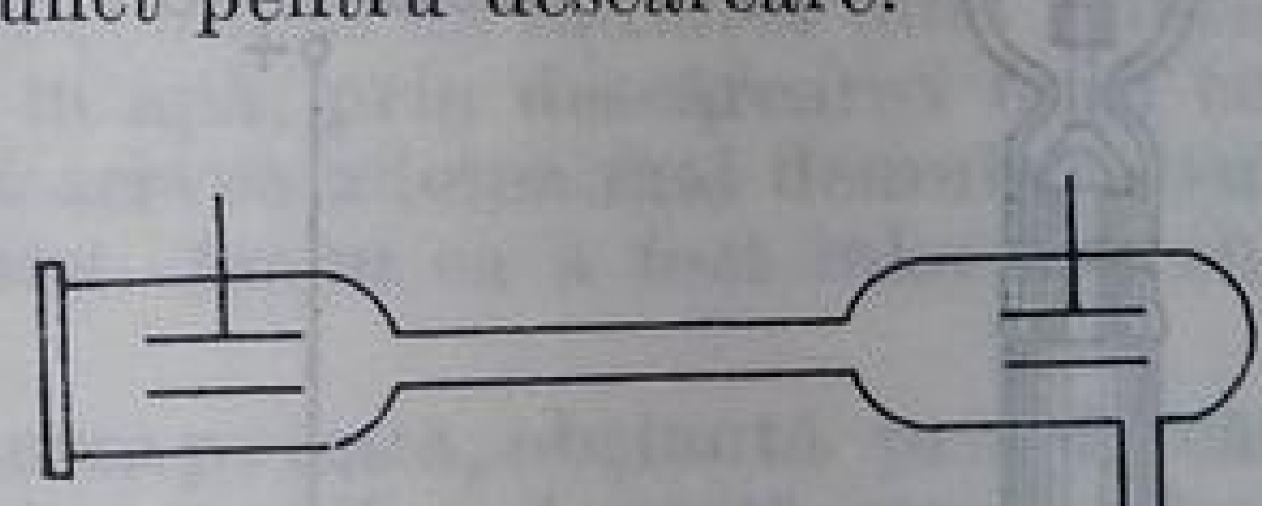


Fig. 10.4. Un tub cu descărcare de înaltă frecvenţă, cu hidrogen.

Pentru alimentarea descărcării serveşte un transformator ridicător de tensiune, la valoarea de 2 — 3 kV, dînd un curent de pînă la 1 A. Dacă este necesar, tubul funcţionează cu un redresor corespunzător. Acest tip de tuburi de descărcare poate fi construit destul de uşor în laborator. Ele au fost mult utilizate pînă în momentul în care au apărut lămpile de hidrogen de joasă tensiune, produse în serii industriale, care sînt mult mai comode în mînuire.

O lampă cu hidrogen de joasă tensiune este un balon de sticlă cu o fereastră de cuarț, umplut cu hidrogen pînă la cîțiva mm col. Hg. Catodul cu oxizi este încălzit cu curentul de la un transformator coborîtor. Catodul este înconjurat de un ecran cilindric din nichel. El este prevăzut cu un orificiu prin care se produce descărcarea. Lampa poate fi alimentată cu curent continuu sau cu curent alternativ, tensiunea fiind de 220 V, printr-o rezistență de sarcină. După aprinderea descărcării, încălzirea catodului este redusă sau de regulă se decuplează, iar temperatura lui se menține prin bombardament ionic.

Densitatea curentului de descărcare a unei asemenea lămpi este de zeci de A/cm^2, ceea ce depășește cu mult densitatea de curent a lămpilor de înaltă tensiune. Din această cauză, lămpile cu hidrogen de joasă tensiune nu numai că sînt mai comode în mînuire, ci dau și o strălucire mai mare spectrului. Conform datelor unor autori (v., de exemplu, [10.11]), lămpile umplute cu deuteriu au o strălucire mai mare a spectrului continuu decît lămpile cu hidrogen la aceiași parametri.

Arcul. Drept sursă a unui spectru continuu uneori se folosește craterul anodic al unui arc voltaic. El are o temperatură cu 1000—1500° mai mare decît o lampă cu hidrogen și dă un spectru care se întinde departe în domeniul ultraviolet. Neajunsurile acestui tip de sursă constau în arderea rapidă a cărbunilor, suprapunerea spectrului continuu cu spectrul de benzi, molecular, instabilitatea în ardere precum și degajarea unor produși dăunători ai arderii.

Cu mult mai comode sub acest aspect sînt lămpile cu descărcare în gaz la presiune ultraînaltă (19—50 at). Asemenea lămpi, umplute cu mercur sau cu gaze inerte, dau un spectru continuu cu o strălucire aproape uniformă, pe fondul căruia se observă slab linii lărgite ale gazelor respective. Spectrul se întinde departe în domeniul ultraviolet, pînă la limita de transparență a balonului de cuarț al lămpii. În figura 10.5 este dat aspectul general al lămpii cu

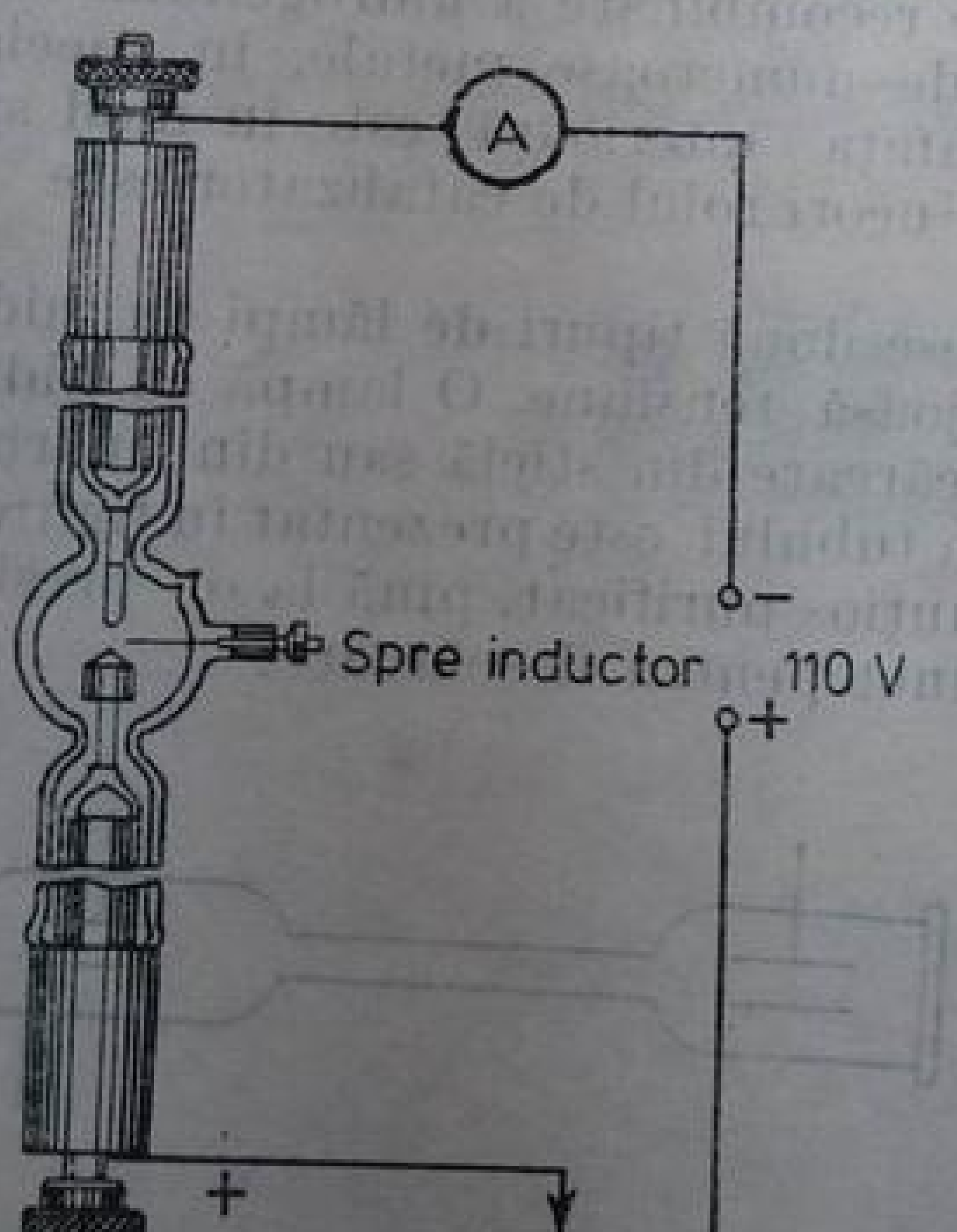


Fig. 10.5. Lampa cu xenon ДКСШ—130 și schema ei de conectare.

xenon, ДКСШ —130 și schema ei de alimentare. Distribuția de energie în spectrul unor asemenea lămpi în domeniul vizibil este apropiată de distribuția în spectrul Soarelui, adică corespunde unei temperaturi de culoare de vreo

6000 °C. În tabelul 10.2 sînt date caracteristicile principale ale unor lămpi produse industrial, care emit spectru continuu [10.12].

Surse pulsate cu spectru continuu. Un spectru continuu intens au și lămpile de joasă presiune, umplute cu gaze inerte, de obicei cripton, prin care se propagă o descărcare pulsată puternică. În acest scop, printr-un tub cu sec-

Tabelul 10.2

Principalele caracteristici ale unor surse cu spectru continuu, livrate de industrie

Lampă	Marca	Puterea, W	Limita lungimilor de undă scurte, Å
Cu bandă incandescentă	СИ8–200У	200	2500
	ЛЛС–0,7	60	2500
Cu iod incandescent	ЛНИ–2	500	2200
Cu mercur	ДРШ–100	100	2900
	ДРШ–250	250	2900
Cu xenon	ДКсШ–130	130	2200
	ДКсШ–1000	1000	2200
Cu hidrogen	ВСФУ–3 ДВС–25	25	2150
	ДВС–40	40	1850

țiunea de circa 1 cm^2 se descarcă o baterie puternică, de condensatori, cu capacitatea de sute de microfarazi, încărcată pînă la o tensiune 1 — 2 kV. Lampa este umplută cu gaz pînă la presiunea de 100—200 mm col. Hg. Particularitatea ei constă în racorduri groase și electrozi masivi, care suportă un impuls al curentului de descărcare cu puterea de sute și mii de kW. Un asemenea gen de lampă se folosește mai ales pentru pomparea laserilor cu corp solid.

Un spectru continuu este produs și de aproape toate sursele pulsate cu spectru de linii.

El este dat parțial de benzi sau de linii nerezolvate, parțial de radiația de frînare, de tranzițiile liber-legate și de alte efecte.

Spectrele atomice bogate în linii (de exemplu, ale uraniului, wolframului și chiar al fierului la o putere de separare a aparatului spectral mică) sînt folosite ca spectre continue. Un spectru continuu și intens dă radiația unei scîntei electrice, produsă între electrozi cufundați în apă, prin descărcarea unui condensator. Scînteia electrică produsă sub apă servea adesea mai demult ca sursă de spectru continuu în domeniul ultraviolet. Acum ea a fost înlocuită cu surse mai comode.

Într-o serie de lucrări se utilizează sursa pulsată, obținută prin descărcarea unei baterii mari de condensatori printr-un capilar. Această sursă a fost propusă de Lyman în 1924, pentru obținerea unui spectru continuu în ultravioletul îndepărtat. La o densitate a curentului mai mare ca 30 000 A/cm^2 apare spectrul continuu cu o distribuție a energiei aproximativ uniformă, de la domeniul infraroșu, pînă la domeniul Röntgen. Strălucirea spectrului crește repede odată cu creșterea densității curentului. Tubul propus de Lyman a fost ulterior perfecționat. O asemenea sursă este folosită în unele lucrări. Temperatura de strălucire a continuumului dat de ea atinge 30 000 °C. Amănunte asupra acestor surse se găsesc în [20].

O altă sursă pulsată, de înaltă temperatură, a fost realizată de Podmoşenski. În această sursă concentraţia de energie mare se realizează cu ajutorul descărcării unei linii artificiale printr-un capilar scurt. Sînt luate măsuri de micşorare a inductanţei montajului, deci şi a constantei sale de timp, pentru a-i mări

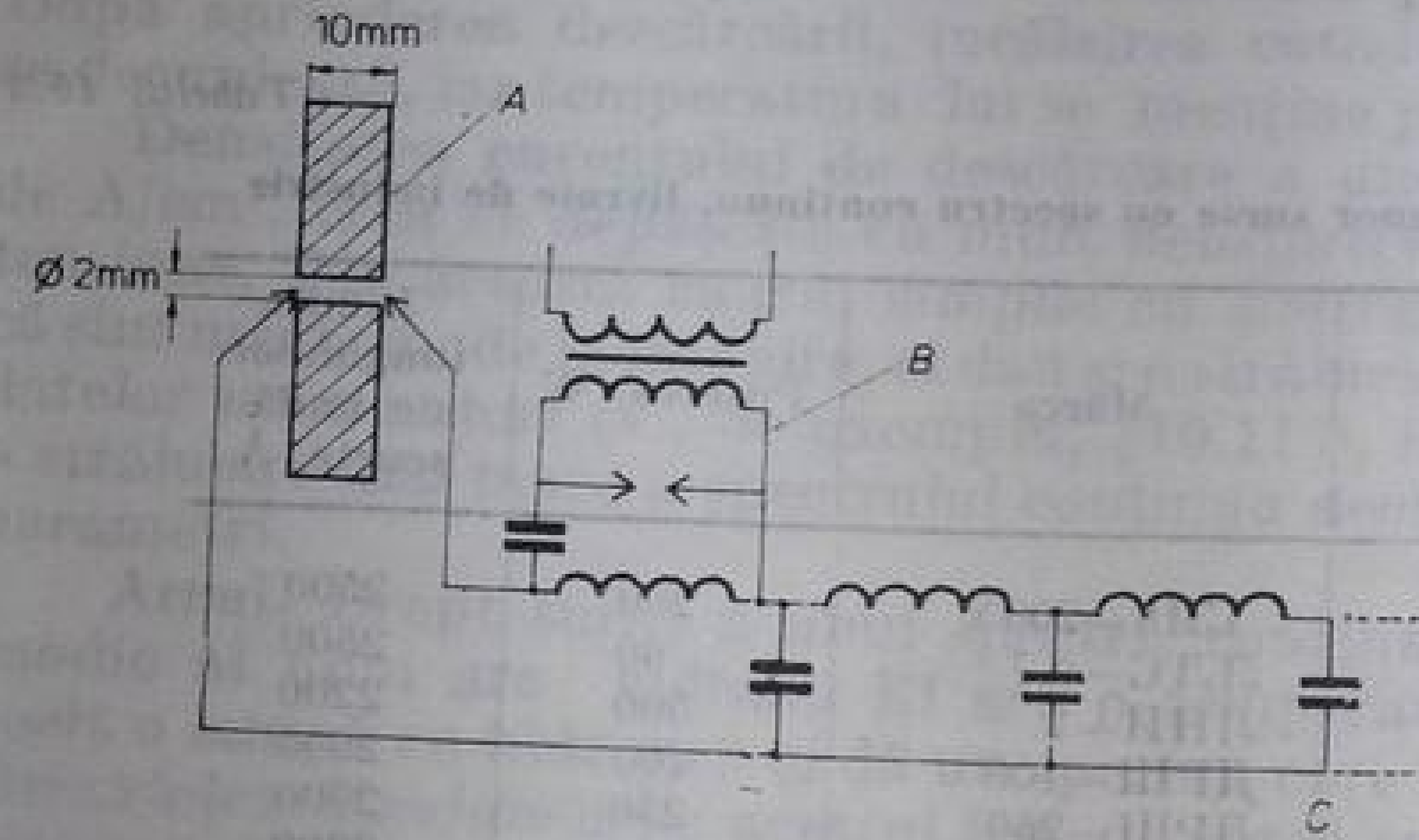


Fig. 10.6. Schema sursei de lumină ЭВ–39: *A* — placă de textolit cu un orificiu; *B*— schema de aprindere; *C* — linia artificială.

astfel puterea. Lumina descărcării corespunde emisiei unui corp negru absolut la o temperatură de 40 000 °C. Schema sursei este dată în figura 10.6.

Scînteia laser. Plasma care ia naştere prin acţiunea asupra substanţei a. impulsurilor luminoase de putere mare a căpătat numele de scînteie laser.

În stadiul iniţial corespunzînd în timp cu acţiunea radiaţiei laser asupra plasmei, scînteia laser emite, în afară de un spectru continuu intens, cuprinzînd întregul domeniu vizibil şi ultraviolet, linii ale atomilor multiplu ionizaţi, printre care şi din domeniul Röntgen. După încetarea impulsului laser, timp de cîteva microsecunde plasma se destinde, răcindu-se. În acest interval de timp ea emite spectre atomice obişnuite.

Scînteia laser este obiectul multor cercetări spectroscopice şi optice. Ea se foloseşte şi ca sursă de lumină pentru analiza spectrală [10.13]. Există încercări de a o folosi ca sursă de spectru continuu internă pentru măsurători de absorbţie [10.14]. Se pare că există toate premisele ca domeniul de aplicare a acestei surse să se extindă în viitor.

Radiaţia sincrotronică şi radiaţia Vavilov-Cerenkov. Un fascicul de electroni, accelerat la energii de sute de MeV, care se mişcă pe o orbită circulară într-un sincrotron, emite pe direcţia tangentă la orbită o radiaţie electromagnetică cu o gamă largă de lungimi de undă. Maximul curbei de emisie se află în ultravioletul îndepărtat, însă spectrul continuu se întinde în întregul domeniu vizibil.

Radiaţia sincrotronică are, ca şi radiaţia laser, o înaltă directivitate (este cuprinsă în interiorul unui unghi faţă de planul orbitei, de 1–2°) fiind în mare măsură polarizată. Distribuţia energiei în spectru este cea dată de calculele teoretice. Radiaţia are o luminanţă considerabilă. Dacă sincrotronul nu ar fi atît de complicat şi scump, radiaţia lui ar putea fi folosită cu succes într-un mare număr de cercetări spectrale. Această remarcă este valabilă într-o măsură şi mai mare şi la radiaţia Vavilov-Cerenkov, care dă, de asemenea, un spectru continuu şi suficient de intens în reactorii atomici, care utilizează ca moderatori apa.

§ 3. SURSE DE SPECTRU DE LINII

Parametrii și relațiile de bază. Principalele surse pentru spectrele de lini sînt diferite tipuri de descărcare în gaz. Mai rar se utilizează și surse cu excitare optică (lămpi de rezonanță și laseri cu corp solid) sau cu excitare datorită reacțiilor chimice (flacăra, chemiluminescența).

Plasma radiativă a descărcării în gaz se împarte în plasmă de joasă presiune și plasmă de înaltă presiune. Între descărcările de înaltă presiune trebuie să includem cazurile în care practic se stabilește un echilibru termodinamic local. În aceste condiții tuturor particulelor (electroni, atomi, ioni) din interiorul oricărui domeniu elementar al plasmei* li se poate atribui o temperatură T, complet determinată — una și aceeași pentru toate particulele. Această temperatură determină energia cinetică a particulelor, distribuția lor în funcție de nivelele energetice și gradul de ionizare. În plasma de presiune joasă nu se produce egalizarea energiei cinetice medii. Aici nu se poate vorbi de fapt despre o anumită temperatură a descărcării — starea ei energetică urmînd să fie definită prin funcțiile de distribuție a particulelor după viteze, diferite pentru fiecare gen de particule în parte (electroni, ioni, atomi). Adesea o astfel de plasmă poate fi caracterizată cu o bună a roximație, definind două temperaturi: temperatura electronică, T_e, și temperatura atomică, T_a. În acest caz se presupune că distribuția după viteze a electronilor și atomilor satisface legea lui Maxwell

$$dN = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{E}}{(kT)^{3/2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE, \tag{10.4}$$

$E = mv^2/2$ fiind energia cinetică a unei particule, k — constanta lui Boltzmann, N — numărul de particule din unitatea de volum, iar T este respectiv T_e sau T_a, după cum este vorba despre temperatura electronică sau despre cea atomică. Într-o plasmă de neechilibru se poate vorbi despre coexistența concomitentă a cîtorva tipuri de particule, fiecare dintre ele fiind caracterizate prin temperatura lor, de exemplu, temperatura atomică, ionică sau electronică.

Dacă plasma se află într-o stare de echilibru termodinamic local, atunci distribuția de echilibru a atomilor în funcție de stările excitate este dată de formula lui Boltzmann

$$N_n = N_0 \frac{g_n}{g_0} \exp(-E_n/kT). \tag{10.5}$$

Aici N_n este concentrația atomilor excitați în starea n, N_0 — concentrația atomilor neexcitați, g_n și g_0 — ponderile statistice ale nivelelor excitate și, respectiv, normale, E_n — energia de excitare, iar T — temperatura. Puterea emisă în unitatea de volum, sau intensitatea I_{nk} a unei linii spectrale, care corespunde tranziției dintre nivelele n și k, în acest caz va fi

$$I_{nk} = N_n A_{nk} h\nu_{nk} + B_{nk} N_n \rho(\nu_{nk}) h\nu_{nk}, \tag{10.6}$$

---

* Prin domeniu elementar al plasmei se înțelege un domeniu ale cărui dimensiuni sînt atît de mici, încît de-a lungul lui parametrii macroscopici — temperatura și concentrația particulelor — se pot considera constante. Totuși aceste dimensiuni trebuie să fie destul de mari în comparație cu lungimea drumului liber mediu, astfel încît să aibă sens noțiunile de temperatură și de concentrație în interiorul unui asemenea volum.

A_{nk} și B_{nk} fiind probabilitățile tranzițiilor spontane și, respectiv, induse, iar $\rho(\nu_{nk})$ — densitatea radiației raportată la unitatea de interval de frecvență.

Înlocuindu-l pe N_n din (10.5), obținem

$$I_{nk} = N_0 \frac{g_n}{g_0} h\nu_{nk} [A_{nk} + B_{nk}\rho(\nu_{nk})] \exp(-E_n/kT). \tag{10.7}$$

Dacă tranzițiile induse nu joacă un rol esențial, atunci expresia (10.7) poate fi modificată în mod corespunzător, renunțînd la al doilea termen din paranteza pătrată. Atunci,

$$I_{nk} = A_{nk} N_0 \frac{g_n}{g_0} h\nu_{nk} \exp(-E_n/kT). \tag{10.8}$$

În cazul luminescenței unei descărcări în gaz (cu excepția laserilor) poate fi neglijată emisia stimulată. În laserii cu gaz însă dimpotrivă, de obicei se poate neglija emisia spontană.

Concentrația ionilor dintr-o plasmă în echilibru termodinamic este dată de ecuația lui Saha

$$N_i = \frac{N_a}{N_e} \left(\frac{2\pi mk}{h^2} \right)^{3/2} \frac{g_e g_i}{g_a} T^{3/2} \exp(-E_i/kT). \tag{10.9}$$

Intensitatea liniilor ionice se scrie, analog cu (10.8), în absența emisiei forțate, sub forma

$$I_{ml} = A_{ml} \frac{g_m}{g_l} h\nu_{ml} N_{i0} \exp(-E_m/kT), \tag{10.10}$$

unde m și l sînt niște indici care corespund nivelelor m și l.

Prin urmare, în cazul în care există un echilibru termodinamic local și lipsește autoabsorbția, intensitatea liniilor spectrale este complet determinată de temperatura plasmei, iar strălucirea radiației,

$$B \sim \int_0^l I dl$$

de distribuția temperaturii plasmei în direcția de observație.

Odată cu creșterea temperaturii, strălucirea liniilor atomice crește, pînă în momentul în care ionizarea produce o micșorare importantă a lui N_0. Pe măsura creșterii numărului de ioni, crește strălucirea liniilor lor, iar strălucirea liniilor atomice scade. Prin mărirea în continuare a temperaturii crește numărul de ioni de înaltă multiplicitate și, corespunzător, începe să scadă strălucirea liniilor care aparțin atomilor ionizați o singură dată.

Rezultatele calculelor pentru liniile care aparțin diferitelor grade diferite de ionizare a atomului de siliciu [10.3], sînt reprezentate în figura 10.7. Aceste calcule corespund unei plasme transparente, cînd practic lipsește autoabsorbția din linii. În cazurile în care autoabsorbția este substanțială, creșterea strălucirii liniilor odată cu mărirea grosimii optice se mai diminuează. Într-un caz limită, în care întreaga radiație provenită din profunzimea plasmei este absorbită de regiunile sale periferice, pentru o anumită porțiune a spectrului plasma

poate fi privită ca un corp negru absolut, a cărui strălucire este determinată numai de temperatura ei.

În acest caz, conform cu (10.2) și (10.3), se poate scrie

$$b_\lambda = \frac{\varepsilon(\lambda, T)}{2\pi} = \frac{hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(ch/\lambda kT) - 1}. \tag{10.11}$$

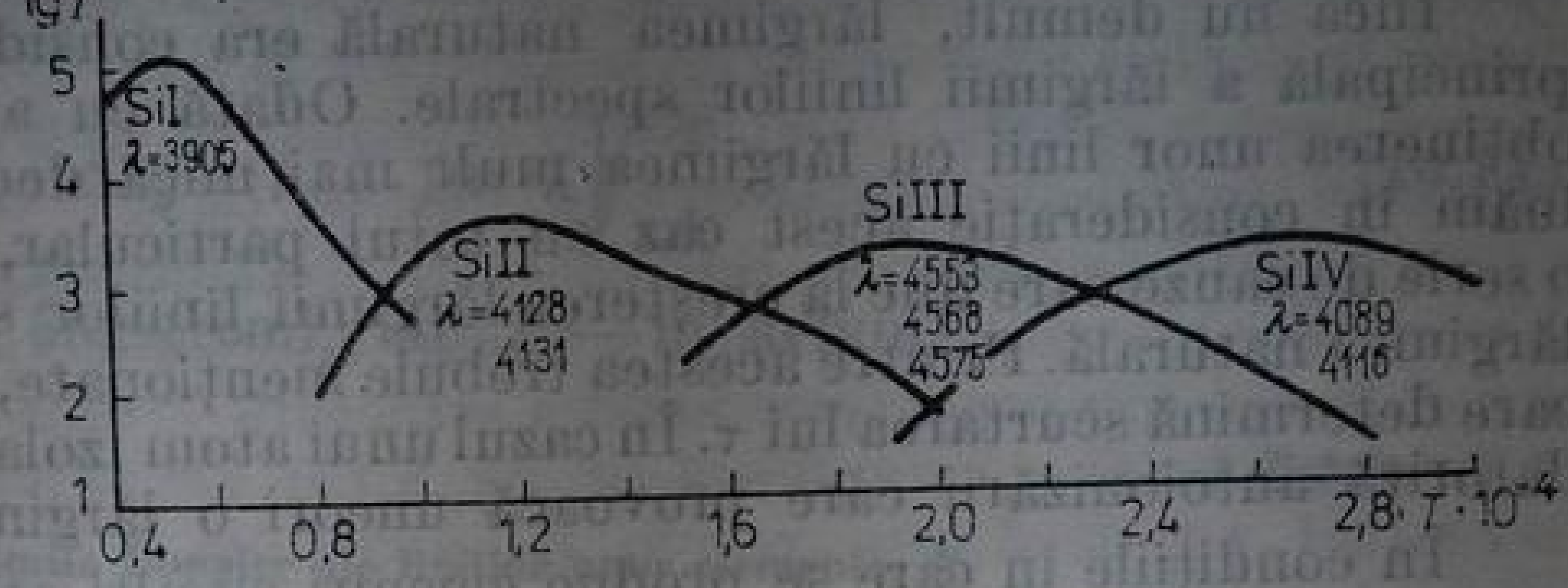


Fig. 10.7. Intensitatea liniilor de siliciu, în unități relative, în funcție de temperatură.

Acum strălucirea radiației nu mai depinde de energia nivelului superior, ci numai de lungimea de undă. Evident, strălucirea corpului negru absolut este limita strălucirii plasmei pentru o anumită temperatură.

Dacă strălucirea centrului liniei atinge saturația, atunci, în cazul creșterii în continuare a concentrației atomilor emisivi sau a grosimii stratului emisiv, strălucirea integrală a liniei $\left(B_\lambda = \int_{\lambda^1}^{\lambda^2} b_\lambda \, d\lambda\right)$ continuă să crească pe seama măririi strălucirii părților ei periferice (aripilor). În acest caz, B_λ este de obicei proporțională cu $N^{1/2}$, N fiind concentrația atomilor din plasma descărcării. Dependența strălucirii liniilor de N poate fi reprezentată de curba din figura 10.8.

În domeniul concentrațiilor mici, $B \sim N$, pe cînd în domeniul concentrațiilor mari, $B \sim N^{1/2}$. Pentru centrul liniei, în primul caz $b_\lambda \sim N$, iar în cel de al doilea, $b_\lambda = \text{const}$.

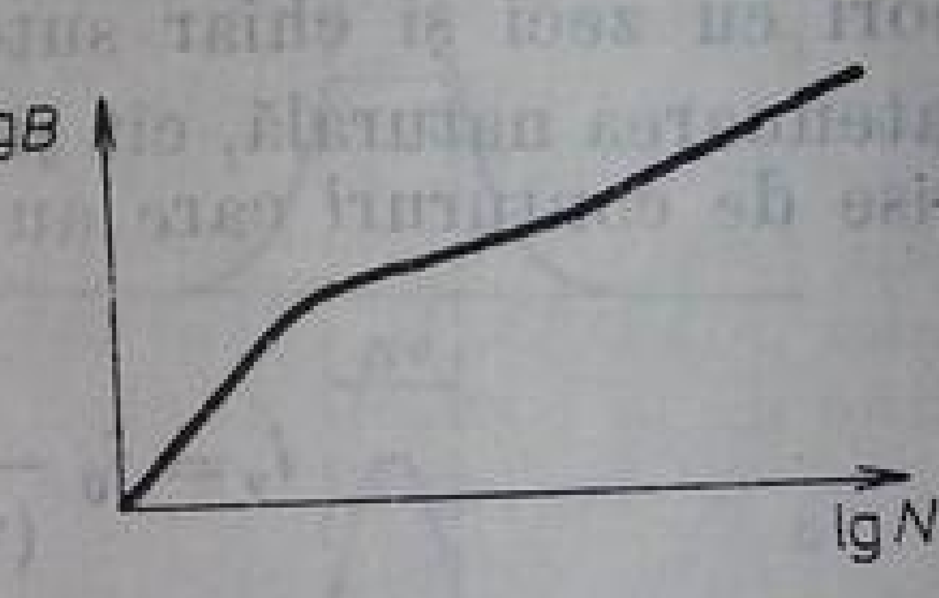


Fig. 10.8. Dependența strălucirii unei linii de concentrația atomilor (curba de creștere).

Plasma caracterizată de valoarea $T > 10^5$ K se numește *plasmă fierbinte*. Plasma întreținută la temperaturi mai joase se numește *plasmă rece*. Această clasificare a plasmelor este, în mare măsură, convențională. Practic, toate sursele care se folosesc în spectroscopie conțin plasmă rece, avînd $T = 10^3 - 5 \cdot 10^4$ K. Există însă și o excepție, scînteia laser, a cărei plasmă, cel puțin la începutul existenței ei, trebuie inclusă printre descărcările „fierbinți”.

Lărgimea liniilor spectrale. Lărgimea liniilor spectrale emise de sursele de lumină este determinată de numeroase cauze, dintre care una este de obicei determinantă. Toate liniile au așa-numita *lărgime naturală*, care este condiționată de nedeterminarea cuantomecanică a poziției nivelelor energetice.

Dacă τ este timpul mediu de viață al unei stări excitate, atunci pentru energia acestei stări are loc cunoscuta relație de incertitudine,

$$\Delta E \tau \approx h/2\pi.$$

Valoarea obișnuită este $\tau \approx 10^{-8}$ s. De aici, pentru lărgimea unui nivel, exprimată în unități de lungimi de undă, se poate obține valoarea $\Delta\lambda \approx 10^{-4}$Å.

Încă nu demult, lărgimea naturală era considerată ca limita inferioară principală a lărgimii liniilor spectrale. Odată cu apariția laserilor s-a reușit obținerea unor linii cu lărgimea mult mai mică decît cea naturală. Dacă nu luăm în considerație acest caz cu totul particular, atunci există totdeauna o serie de cauze care duc la creșterea lărgimii liniilor spectrale în comparație cu lărgimea naturală. Printre acestea trebuie menționate, în primul rînd, procesele care determină scurtarea lui τ. În cazul unui atom izolat aceasta se poate produce datorită autoionizării care provoacă uneori o lărgime considerabilă a liniei.

În condițiile în care se produc ciocniri cu alți atomi sau cu alte particule încărcate, τ se poate micșora, dacă intervalul dintre două ciocniri este comparabil cu τ sau mai mic decît el. Întrucît interacțiunea dintre particulele care se ciocnesc se reduce la interacțiunea unor cîmpuri electrice, rezultă că și lărgimea liniilor spectrale, datorată acestor cîmpuri poate fi atribuită efectului Stark în cîmp electric neomogen și nestaționar. În aceste condiții se poate observa nu numai o lărgire, ci și o deplasare a liniilor spectrale.

Lărgimea observată, datorată efectului Stark în cîmpul intermolecular al sursei, depinde de tipul nivelului. De regulă, nivelele înalte se lărgesc mai mult decît cele care se află mai jos. Mărimea lărgimii crește odată cu creșterea presiunii gazului și cu concentrația particulelor încărcate. Dacă presiunea gazului din sursă este de ordinul unei atmosfere, atunci contribuția principală la lărgirea liniilor este dată, de obicei, de lărgirea Stark. În acest caz se produce o lărgire a liniilor în funcție de apartenența la o anumită serie, de presiunea gazului și de concentrația electronilor, de la zecimi de ångström, pînă la cîțiva ångströmi. La presiuni ale gazului din sursă mai mari de 10 atm sau la concentrații ale particulelor încărcate mai mari ca 10^{18} cm^{-3}, lărgirea Stark este egală uneori cu zeci și chiar sute de ångströmi.

Atît atenuarea naturală, cît și cazurile cele mai răspîndite de lărgire Stark sînt descrise de contururi care au aceeași formă. Ecuația lor are forma

$$i_\nu = i_0 \frac{(\Delta\nu/2)}{(\nu_0-\nu)^2 + (\Delta\nu/2)^2},$$

în care $\Delta\nu$ este semilărgimea liniei, ν_0 — frecvența care corespunde centrului liniei. Un asemenea contur se numește *contur de dispersie*. Pentru sursele de lumină caracterizate de o presiune mai mică decît 10 mm col. Hg și o concentrație a particulelor încărcate $N_e < 10^{11}$ cm^{-3}, cauza principală a lărgirii liniilor spectrale o constituie efectul Doppler. Datorită mișcării termice a atomilor care emit, liniile sînt lărgite, distribuția spectrală a intensității unei asemenea linii fiind dată de curba

$$i_\lambda = i_0 \exp\left[-\frac{Ac^2}{2RT}\left(\frac{(\lambda_0-\lambda)^2}{\lambda}\right)^2\right]. \tag{10.12}$$

Semilărgimea conturului Doppler este

$$\Delta\lambda_D = \frac{2\lambda}{c}\sqrt{\frac{2\ln 2 RT}{A}}, \tag{10.13}$$

R fiind constanta gazelor, c — viteza luminii, T — temperatura absolută a atomilor care emit, iar A — numărul lor de masă. Înlocuind valorile numerice, avem

$$\Delta\lambda_D = 7{,}16 \cdot 10^{-7}\lambda\sqrt{\frac{T}{A}}, \tag{10.14}$$

unde λ este exprimat în ångströmi, iar T — în kelvin.

Tabelul 10.3

Semilărgimile Doppler ale liniilor unor elemente, Å

Elementul	Numărul de masă	10 K	100 K	300 K	1000 K	10 000 K
H	1	0,01	0,04	0,06	0,1	0,4
He	4	0,006	0,02	0,03	0,06	0,2
Ar	40	0,002	0,006	0,01	0,02	0,06
Hg	200	0,001	0,003	0,004	0,01	0,03

Conturul Doppler se deosebește de conturul de dispersie prin scăderea mult mai rapidă a intensității, odată cu îndepărtarea de centrul liniei (fig. 10.9a și b).

În tabelul 10.3 sînt date valorile semilărgimilor Doppler pentru diferite temperaturi ale unor linii care se află în domeniul vizibil al spectrului (5000 Å).

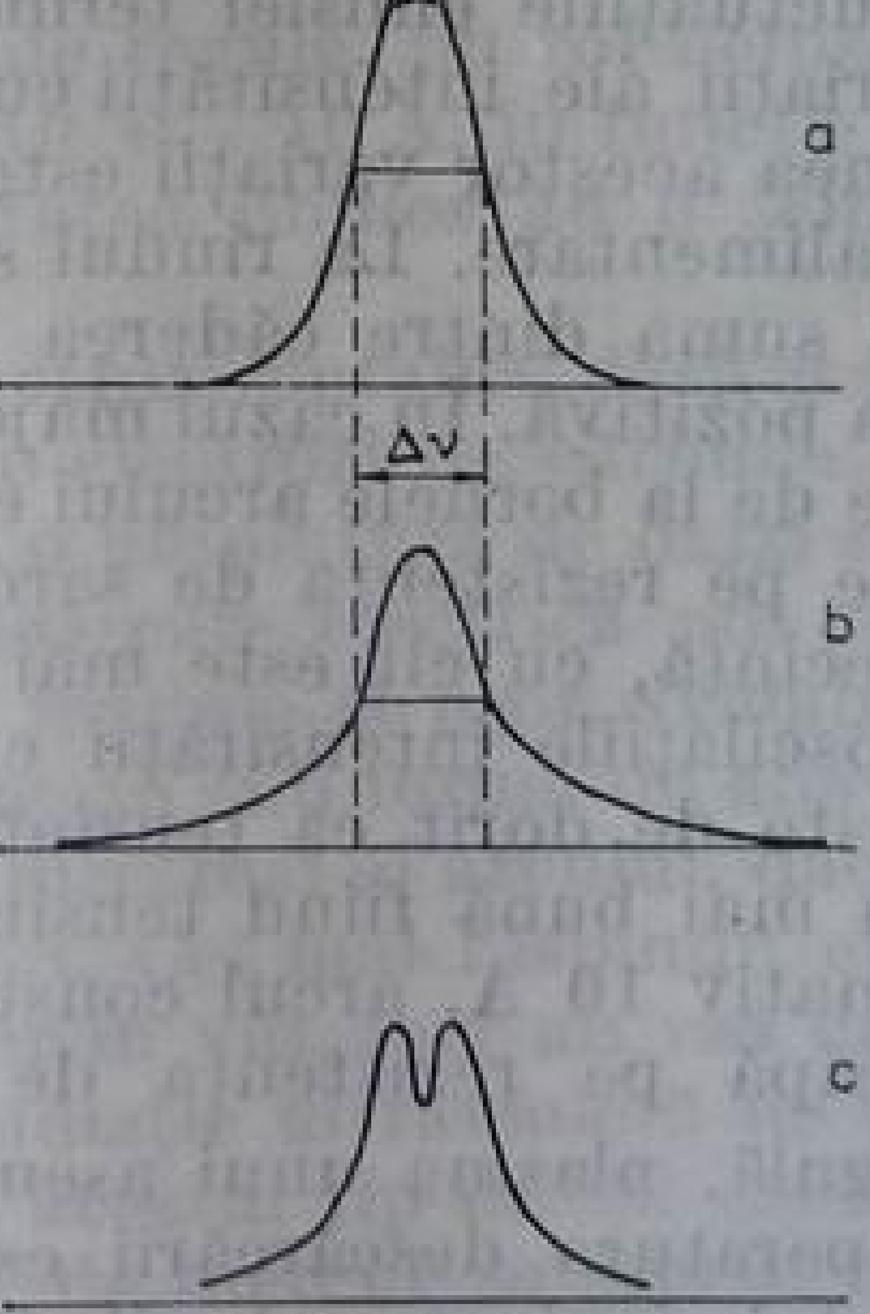


Fig. 10.9. Contururi ale liniilor spectrale: a — linia Doppler; b — linie de dispersie; c — conturul liniei de autoinversie.

Din aceste date se vede că chiar la temperaturi mai mici de 100 K lărgimea Doppler depășește cu mult lărgimea naturală. În absența lărgirii datorate cîmpurilor intermoleculare, lărgirea Doppler este fenomenul principal care determină lărgimea liniilor spectrale.

Datorită acestui fapt, în sursele destinate pentru emisia unor linii fine, temperatura și densitatea substanței radiative trebuie să fie cît mai mici, iar densitatea curentului de descărcare să nu fie prea mare.

O parte a energiei luminoase, emisă de zonele interne ale sursei, poate fi absorbită de regiunile sale exterioare. Acest fenomen poartă numele de *autoabsorbție*. Coeficientul de absorbție în centrul liniei este mai mare decît spre periferia sa; din această cauză, autoabsorbția provoacă creșterea semilărgimii liniei. În sursele neomogene ea poate duce la o micșorare însemnată a strălucirii sursei pentru centrul liniei. Acest fenomen se numește *autoinversiune*. Conturul unei linii autoinversate este dat în figura 10.9c.

Lărgirea liniilor spectrale poate fi și o consecință a nerezolvării structurii hiperfine sau a celei izotopice a liniilor spectrale. În funcție de numărul și de intensitatea componentelor acestei structuri, forma conturului unei linii poate fi foarte diferită și complicată (v. fig. 6.14). De obicei, lărgimea unei asemenea structuri nu depășește zecimi de ångström.

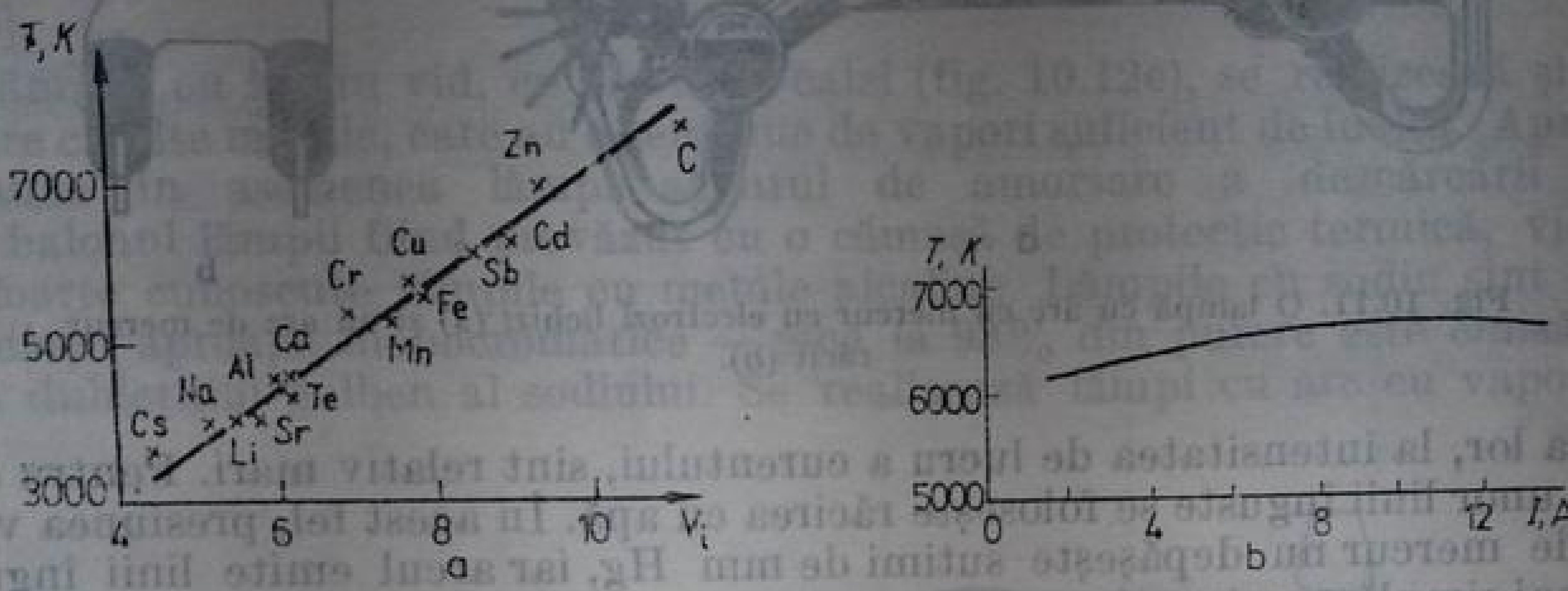
Arcul. Unul dintre cele mai răspîndite surse ale unui spectru de linii este descărcarea în arc (v., de exemplu, [10.15]). *Arcul electric* este o formă de descărcare în gaz, caracterizată printr-o densitate de curent mare și printr-o cădere de potențial mică de-a lungul coloanei de descărcare. Descărcarea staționară se menține datorită emisiei termoelectronice a catodului. În afară de coloana pozitivă a descărcării, care emite cantitatea cea mai mare de energie luminoasă, mai emit și regiunile din vecinătatea electrozilor o lumină care se deosebește întrucîtva de cea emisă de coloana pozitivă prin compoziția sa spectrală. În primul rînd ne vom opri asupra arcului de înaltă presiune. El este ușor de obținut între electrozi solizi, greu fuzibili, cărora li se aplică o diferență de potențial continuă de 50 — 100 V. În serie cu intervalul de descărcare se leagă o rezistență de sarcină pentru egalizare. Arcul arde stabil la un curent de 2 — 3 A. De fapt, dacă se mărește tensiunea de alimentare, se poate obține un arc stabil și la curenți mai mici.

Modificările întîmplătoare ale poziției petei catodice și, în legătură cu aceasta, fluctuațiile emisiei termoelectronice precum și curenții de convecție produc variații ale intensității curentului, și respectiv, ale strălucirii arcului. Amplitudinea acestor variații este cu atît mai mare, cu cît este mai mică tensiunea de alimentare. La rîndul său, tensiunea de alimentare nu poate fi mai mică decît suma dintre căderea catodică de tensiune și căderea de tensiune din coloana pozitivă. În cazul majorității arcurilor care ard în aer căderea totală de tensiune de la bornele arcului este de circa 50 V. Cealaltă parte este căderea de tensiune pe rezistența de sarcină. Cu cît aceasta din urmă este mai mare și, în consecință, cu cît este mai înaltă tensiunea de alimentare, cu atît sînt mai mici oscilațiile intensității curentului determinate de instabilitățile descărcării. Este de dorit ca tensiunea de alimentare să nu fie mai mică decît 100 V, cea mai bună fiind tensiunea de 220 V. Pentru valori ale curentului de aproximativ 10 A, arcul consumă o putere în jur de 0,5 kW, iar 0,5 – 1,5 kW se disipă pe rezistența de sarcină.

De regulă, plasma unui asemenea arc conține îndeosebi materialul catozilor. Temperatura descărcării este determinată în special de componentele cu potențial de ionizare coborît. Cu cît este mai scăzut potențialul de ionizare, cu atît este mai mică temperatura descărcării. Ea depinde destul de puțin de intensitatea curentului descărcării. Se înțelege, temperatura plasmei este mai mică pentru regiunile periferice decît în centru. De obicei, temperatura plasmei arcului este determinată de intensitățile relative a două linii cu nive-

lele superioare diferite, folosind relația (10.8). Experiența arată că temperaturile determinate pentru perechi diferite de linii sînt substanțial diferite. Parțial acest fapt se explică prin abaterea stării de plasmă de la echilibrul termodinamic, iar parțial prin aceea că linii diferite sînt emise de părți diferite ale plasmei.

Temperatura unui arc în care se introduc substanțe cu potențiale de ionizare diferite, V_i, este dată în figura 10.10a. În figura 10.10b este dată depen-



Fog. 10.10. Influența potențialului de ionizare a umpluturii electrozilor asupra temperaturii arcului (a) și influența intensității curentului asupra temperaturii arcului (b).

dența temperaturii plasmei de intensitatea curentului arcului. Părțile periferice reci ale plasmei emit, în afară de spectre atomice, și spectre moleculare. De regulă, cele mai strălucitoare sînt benzile cianului și ale unor oxizi metalici.

Temperatura majorității arcurilor electrice este prea scăzută, pentru ca în spectrul lor să fie prezente liniile ionice. Din această cauză, spectrelor atomice li s-a dat, mai demult, denumirea de spectre de arc spre deosebire de cele de scînteie, emise de plasma mai fierbinte a descărcării în scînteie, în care sînt prezente liniile strălucitoare ale ionilor. Liniile unei descărcări în arc se lărgesc din cauza influenței ciocnirilor și cîmpurilor intermoleculare din descărcare. În plasma unui arc lărgirea Doppler joacă, de regulă, un rol neînsemnat. Lărgimea unei linii se află de obicei în limitele $10^{-2} - 10$ Å, în funcție de constantele de lărgire ale liniei respective. Majoritatea liniilor au o semilărgime de 0,1 Å.

Descărcarea în arc se produce fie între electrozi metalici, dacă ei sînt suficient de stabili la încălzire și la oxidare, fie între electrozi de cărbune. În canalele practicate în electrozi se introduce de obicei o umplutură de oxizi sau de săruri ale metalelor cercetate. Ca electrozi de descărcare electrică pot servi majoritatea metalelor și aliajelor lor. Metalele ușor fuzibile și ușor oxidabile (metalele alcaline și cele alcalino-pămîntoase) se utilizează sub formă de aliaje cu metale mai rezistente. Unele dintre ele pot servi ca electrozi ai arcului, dacă sînt introduși într-o atmosferă de gaz inert sau în vid. Cel mai răspîndit este arcul cu electrozi de mercur [10.16]. Arcul de mercur în vid, într-un vas de cuarț, este unul dintre cel mai des utilizate surse de radiație ultravioletă de mare strălucire. Una dintre variantele constructive ale acestui tip de arc este reprezentat în figura 10.11a. O cantitate de 10—20 cm³ de mercur se află în ramificațiile-electrozi, care în timpul funcționării sînt răcite cu ajutorul unor radiatori cu aripioare, din aluminiu. Pentru amorsarea arcului, lampa se înclină. Mercurul care se scurge din ramificația anodică formează un circuit conductor; la întreruperea lui se amorsează arcul.

Uneori la mercur se adaugă unele metale care formează cu el amalgamuri, de pildă cadmiu sau zinc. Da data aceasta, în afară de liniile mercurului apar şi liniile metalelor adăugate. Liniile spectrale ale unui asemenea arc sînt cu mult mai largi, deoarece temperatura vaporilor de mercur şi den-

a b

Fig. 10.11. O lampă cu arc cu mercur cu electrozi lichizi (a) şi un arc de mercur răcit (b).

sitatea lor, la intensitatea de lucru a curentului, sînt relativ mari. Pentru obţinerea unor linii înguste se foloseşte răcirea cu apă. În acest fel, presiunea vaporilor de mercur nu depăşeşte sutimi de mm Hg, iar arcul emite linii înguste. Cea mai simplă construcţie a unui arc cu mercur răcit este dată în figura 10.11b. Un asemenea tip de arc este uşor de confecţionat în laborator. Deosebit de important este ca înainte de a-l detaşa să fie bine formată printr-o scădere cu densitate mare a curentului, pentru eliminarea urmelor de gaz. Un arc care nu este bine format se deteriorează foarte repede. În timpul funcţionării arcul se cufundă complet în apă. Se foloseşte sticlă sau cuarţ, în funcţie de domeniul spectral studiat.

Pentru excitarea luminescenţei, a difuziei combinate etc. se realizează arcuri de mercur cu distanţa dintre electrozi de pînă la 1 m. Trebuie avut în vedere că liniile de rezonanţă ale mercurului, de la 2537 şi 1850 Å, se autoinversează foarte intens în descărcare, iar cea de a doua linie este, de asemenea, puternic absorbită de cuarţ şi de aer. Pentru obţinerea unor linii de rezonanţă strălucitoare, Wood a propus ca descărcarea să fie strînsă de către un cîmp magnetic la peretele din faţă al arcului de mercur răcit. În acest caz, se poate obţine o linie strălucitoare la 2537 Å, deformată puţin de către autoinversiune.

În ultimul timp au căpătat o mai mare răspîndire arcurile electrice de mercur cu catozi calzi. Emisia termoelectrică se realizează aici de pe catodul cu oxizi. El este încălzit fie cu o sursă de curent exterioară, fie prin descărcarea însăşi. O lampă cu arc de acest tip conţine, în afară de vaporii de mercur, şi argon la presiunea de 5–10 mm Hg. Atît timp cît lampa este rece, descărcarea se produce în argon. Pe măsură ce balonul se încălzeşte, mercurul se evaporă şi se măreşte presiunea vaporilor lui. În acest moment spectrul argonului nu mai poate apărea, atomii argonului avînd potenţiale critice mai mari (potenţialele de excitare şi de ionizare) decît atomii mercurului. Cantitatea de mercur cu care se umple lampa cînd se construieşte este strict dozată, pentru ca, prin încălzirea balonului pînă la temperatura de funcţionare, să se evapore tot mercurul, iar presiunea vaporilor lui să fie mai mică decît cea corespunzătoare saturării. Unele construcţii de lămpi sînt înzestrate cu o cămaşă suplimentară, termoizolatoare, care asigură creşterea temperaturii balonului pînă la valoarea necesară.

Lămpile cu arc de mercur se fabrică în diferite forme şi au diverse puteri. Unele tipuri de lămpi de asemenea gen sînt reprezentate în figura 10.12. Majo-

ritatea lor se pot alimenta atît la curent continuu, cît şi la curent alternativ. Lămpile cu mercur pot fi folosite pentru măsurători energetice în domeniile vizibil şi ultraviolet. Pentru unele dintre ele sînt determinate precis valorile absolute şi relative ale energiei emise. Cel mai amănunţit a fost studiată emisia lămpii UV-Standard [10.17, 10.18]. Distribuţia de energie în spectrul acestei lămpi se măsoară cu o precizie de pînă la 2%. Lămpile indigene, foarte mult folosite, ПРК—2 şi БУВ—15, sînt apropiate din punct de vedere al caracteristicilor de lampa UV—Standard. Tabelele de distribuţie a energiei în spectrele lămpilor UV—Standard, ПРК—2 şi БУВ—15 sînt date în monografia [10.18].

Lămpile cu arc în vid, cu electrozi calzi (fig. 10.12c), se realizează şi prin umplere cu alte metale, care au o tensiune de vapori suficient de inaltă. Aproape totdeauna în asemenea lămpi agentul de amorsare a descărcării este inert, balonul lămpii fiind prevăzut cu o cămaşă de protecţie termică, vidată. Sînt foarte cunoscute lămpile cu metale alcaline. Lămpile cu sodiu sînt surse de radiaţii aproape monocromatice — pînă la 98% din putere este emisă sub forma dubletului galben al sodiului. Se realizează lămpi cu arc cu vapori de

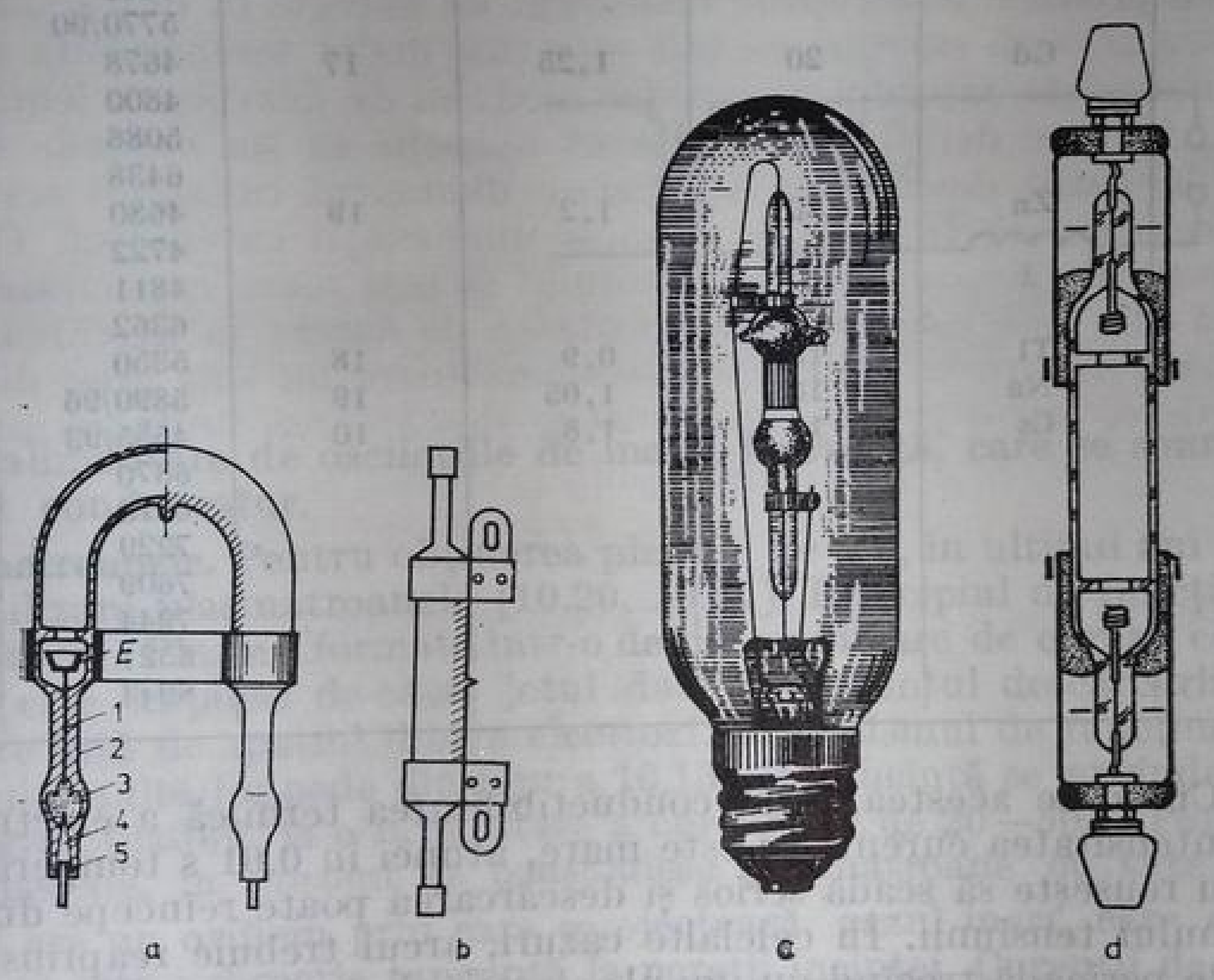


Fig. 10.12. Lămpi cu arc, cu mercur : a — lampă de inaltă presiune cu electrozi cu oxid şi umplută cu vapori de mercur şi de argon (*E* — electrod ; 1 — wolfram ; 2 — cuarţ ; 3 — mercur ; 4 — invar ; 5 — mastic) ; b — lampă directă cu mercur-cuarţ (ПРК) ; c — lampă cu mercur, de presiune suprainaltă (10—20 at), cu puterea de 100 W ; d — lampa UV—Standard.

indiu, taliu, cadmiu, zinc ş.a. În tabelul 10.4 sînt date caracteristicile principale ale unor lămpi de acest fel.

Strălucirea intensă a liniilor de rezonanţă, simplitatea în mînuire şi o bună stabilitate a lămpilor cu arc le recomandă ca surse pentru spectrul de linii. Tuburi de decărcare analoage, cu catozi calzi, sînt folosite şi pentru obţinerea spectrelor gazelor, în primul rînd al hidrogenului şi ale gazelor inerte.

Arcul de curent alternativ. Arcurile dintre electrozi solizi, la presiune atmosferică, fie că nu ard deloc la curent alternativ, fie că ard foarte prost. Aceasta se datorește faptului că în timpul în care curentul trece prin zero pata catodică reușește să se răcească și încetează emisia termocatodică. Pentru menținerea descărcării staționare, un asemenea arc trebuie aprins în fiecare

Tabelul 10.4

Parametrii unor lămpi spectrale

Tipul de lampă	Metalul cu care este umplut	Puterea, W	Curentul nominal, A	Tensiunea nominală, V	Lungimea de undă a celor mai intense linii, Å	
					domeniul vizibil	domeniul ultraviolet
ДРС 50	Hg	50	1,05	55	3650/63 4047/78 4358 5461 5770/90	2537 2967 3126/32 3341
ДКдС20	Cd	20	1,25	17	4678 4800 5086 6438	2981 3261 3404 3466/68
ДЦнС 20	Zn	20	1,2	19	4680 4722 4811 6362	2801 3282 3303 3345/46
ДТС 15	Tl	15	0,9	18	5350	
ДНаС 18	Na	18	1,05	19	5890/96	
ДЦзС 16	Cs	16	1,8	10	4555/93 6870 6973 7229 7609 7944 8521 8944	

perioadă. Cu toate acestea, dacă conductibilitatea termică a electrozilor este mică, iar intensitatea curentului este mare, atunci în 0,01 s temperatura petei catodice nu reușește să scadă serios și descărcarea poate reîncepe după schimbarea semnului tensiunii. În celelalte cazuri, arcul trebuie reaprins în fiecare jumătate de perioadă trecînd un impuls electric de înaltă tensiune prin spațiul dintre electrozi.

Impulsurile se aplică în momentul în care tensiunea pe electrozii arcului este suficientă pentru menținerea unei descărcări stabile. Puterea impulsului de reaprindere este de obicei mică și nu joacă practic nici un rol în bilanțul luminos total al arcului. Impulsul are scopul de a ioniza gazul în spațiul dintre electrozi, adică crearea unei punți conductoare, peste care trece curentul principal al descărcării.

Există multe scheme de arcuri în curent alternativ [12, 10.19] care se folosesc în analiza spectrală. Aici vom descrie una dintre cele mai simple scheme de acest fel.

Funcționarea instalației realizate după schema din figura 10.13a se reduce la următoarele. În serie cu spațiul de descărcare P, este conectată inductanța

L. Ea este cuplată cu circuitul oscilant l, alimentat de la transformatorul ridicător de tensiune, de mică putere, T. Cînd are loc străpungerea spațiului de descărcare P', în L se induce un impuls de tensiune de înaltă frecvență, care străpunge spațiul de lucru, P. Condensatorul C are rolul de a proteja cir-

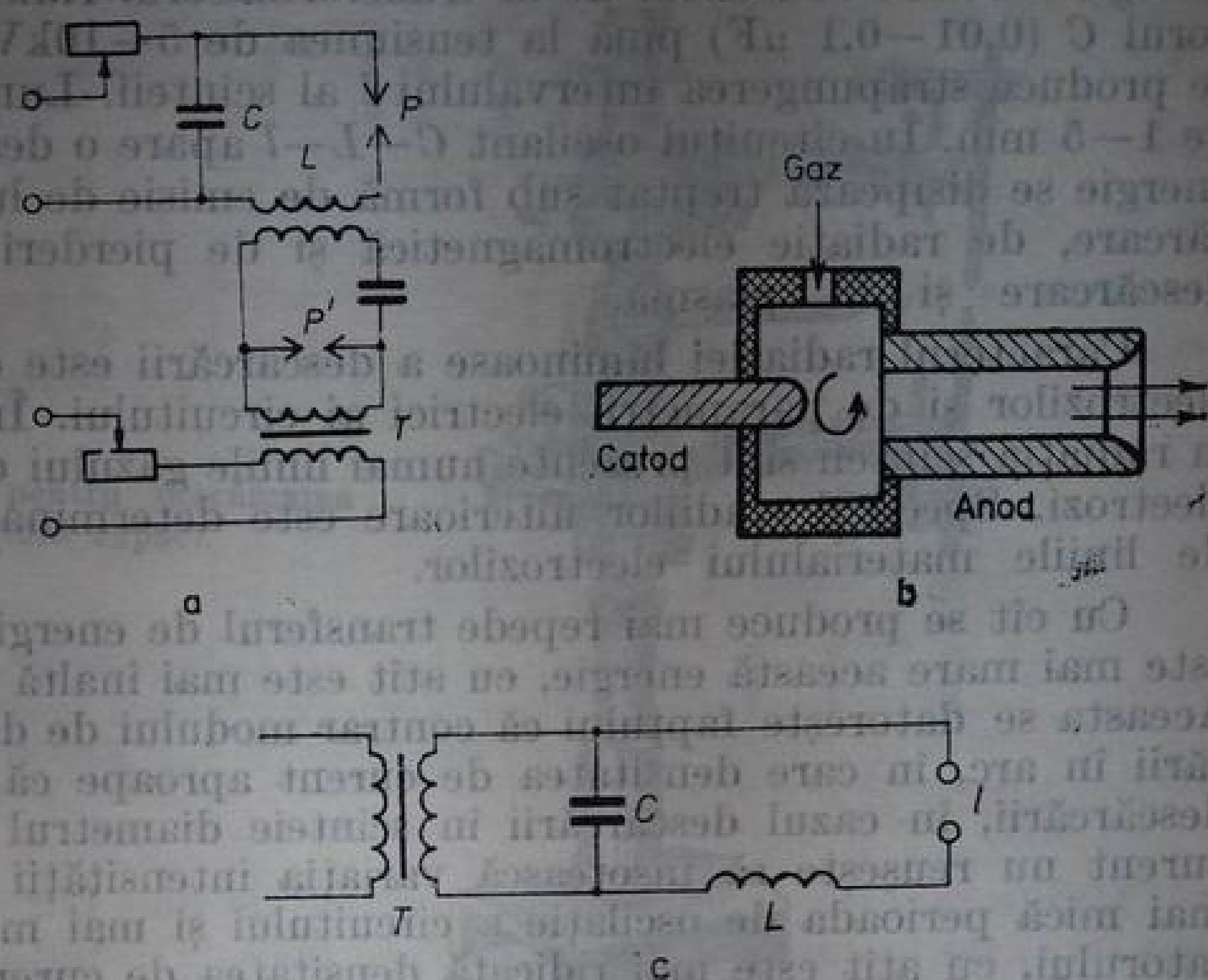


Fig. 10.13. Schemele unui generator cu arc cu aprindere de înaltă frecvență (a), a unui plasmatron simplu (b) și a unui generator cu scînteie (c).

cuitul de alimentare de oscilațiile de înaltă frecvență, care se scurtcircuitează prin acest condensator.

Plasmatroanele. Pentru obținerea plasmei de arc, în ultimii ani au căpătat o largă utilizare plasmatroanele [10.20, 10.21]. Principiul de funcționare a lor este următorul. Plasma formată într-o descărcare în arc de curent continuu sau alternativ este împinsă de către jetul de gaz — agentul descărcării — la o distanță mare față de spațiul dintre electrozi. Mecanismul de funcționare a plasmatronului rezultă limpede din figura 10.13b. În incintă se aprinde arcul între electrozi greu fuzibili, la o intensitate a curentului de 20—30A. Pentru diferite scopuri speciale, în prezent se construiesc plasmatroane cu sute de amperi.

Anodul are un orificiu prin care se ejectează gazul inert, care este insuflat la 1,5—2 at într-o direcție tangentă la pereții incintei. Curenții de gaz turbionari, care se formează în incintă, răcesc plasma dinspre exterior; datorită acestui fapt, descărcarea se comprimă, iar densitatea ei de curent se mărește. O comprimare suplimentară se produce datorită forțelor presiunii magnetice (efect pinch). Plasma astfel comprimată împreună cu gazul este ejectată prin orificiul anodului și luminează sub forma unui jet stabil, lung de 10—15 mm.

Se poate obține o plasmă în care practic să lipsească complet liniile care aparțin elementelor care fac parte din compoziția electrozilor. În funcție de regimul de funcționare, temperatura plasmei variază în limitele 5000—15000 K. La temperaturi mai mari de 10 000 K în spectrul unui plasmatron predomină liniile ionilor, iar spectrul se apropie de spectrul scînteii. Există plasmatroane de putere în care jetul de gaz este excitat cu ajutorul unui cîmp electromagnetic de înaltă frecvență. În asemenea plasmatroane lipsesc electrozii.

Nu demult a fost propus și realizat un plasmatron luminos, excitat cu radiația luminoasă a unui laser de putere, cu funcționare continuă [10.22, 10.23].

Scînteia. Tot ca sursă de lumină se folosește adesea descărcarea electrică sub formă de scînteie condensată, între electrozi metalici [12, 10.15, 10.19]. Cea mai simplă schemă pentru obținerea unei asemenea descărcări este dată în figura 10.13c. Curentul de la transformatorul ridicător T încarcă condensatorul C (0,01–0,1 μF) pînă la tensiunea de 5–10kV. La o anumită tensiune se produce străpungerea intervalului l al scînteii. Lungimea lui este, de obicei, de 1–5 mm. În circuitul oscilant $C-L-l$ apare o descărcare oscilantă, a cărei energie se disipează treptat sub formă de emisie de lumină a spațiului de descărcare, de radiație electromagnetică și de pierderi termice în circuitul de descărcare și în plasmă.

Caracterul radiației luminoase a descărcării este determinat de materialul electrozilor și de parametrii electrici ai circuitului. În momentul străpungerii în radiația scînteii sînt prezente numai liniile gazului care umple spațiul dintre electrozi. Spectrul stadiilor ulterioare este determinat, aproape în întregime, de liniile materialului electrozilor.

Cu cît se produce mai repede transferul de energie în descărcare și cu cît este mai mare această energie, cu atît este mai înaltă temperatura descărcării. Aceasta se datorește faptului că contrar modului de dezvoltare lentă a descărcării în arc, în care densitatea de curent aproape că nu depinde de puterea descărcării, în cazul descărcării în scînteie diametrul canalului conductor de curent nu reușește să însoțească variația intensității curentului. Cu cît este mai mică perioada de oscilație a circuitului și mai mare capacitatea condensatorului, cu atît este mai ridicată densitatea de curent în descărcare și, prin urmare și temperatura ei. Calculele corespunzătoare nu sînt greu de efectuat, avînd în vedere, într-o primă aproximație, descărcarea neamortizată. Atunci perioada oscilațiilor va fi

$$T = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Pentru valoarea medie a curentului avem expresia

$$I = \frac{2Q}{T} = \frac{2CV}{T} = \frac{V}{\pi}\sqrt{\frac{C}{L}}. \qquad (10.15)$$

Dacă avem în vedere un canal care nu se lărgește în timp, atunci valoarea medie a densității de curent va fi

$$j = \frac{V}{\pi S}\sqrt{\frac{C}{L}}, \qquad (10.16)$$

S fiind aria canalului, V — tensiunea de străpungere, care depinde de distanța dintre electrozi. Considerînd secțiunea canalului egală cu 0,01 cm², valoare apropiată de realitate, $V = 10^4$ V, $C = 0{,}01\mu$F, $L = 0{,}1$ mH, pentru densitatea de curent se obține valoarea $j \approx 3\cdot10^4$ A/cm².

În primă aproximație, temperatura plasmei depinde liniar de densitatea curentului. Din această cauză, ea crește repede odată cu micșorarea autoinducției și cu creșterea capacității circuitului de descărcare.

Pe măsura creșterii temperaturii crește și gradul de ionizare, astfel încît maximul energiei se deplasează în spectru, de regulă spre domeniul lungimilor de undă mici. De aceea, iluminarea scînteii, chiar dacă în domeniul vizibil este mai puțin strălucitoare decît iluminarea arcului, are însă o strălucire mai

mare ca acesta în domeniul ultraviolet al spectrului. Scînteile sînt deosebit de periculoase, deoarece provoacă afecţiuni ale pielii, dar în special ale ochilor, datorită radiaţiei ultraviolete. Arsurile pe care le produc sînt foarte iritante, astfel încît atunci cînd se lucrează cu scîntei, ca şi cu toate celelalte surse de

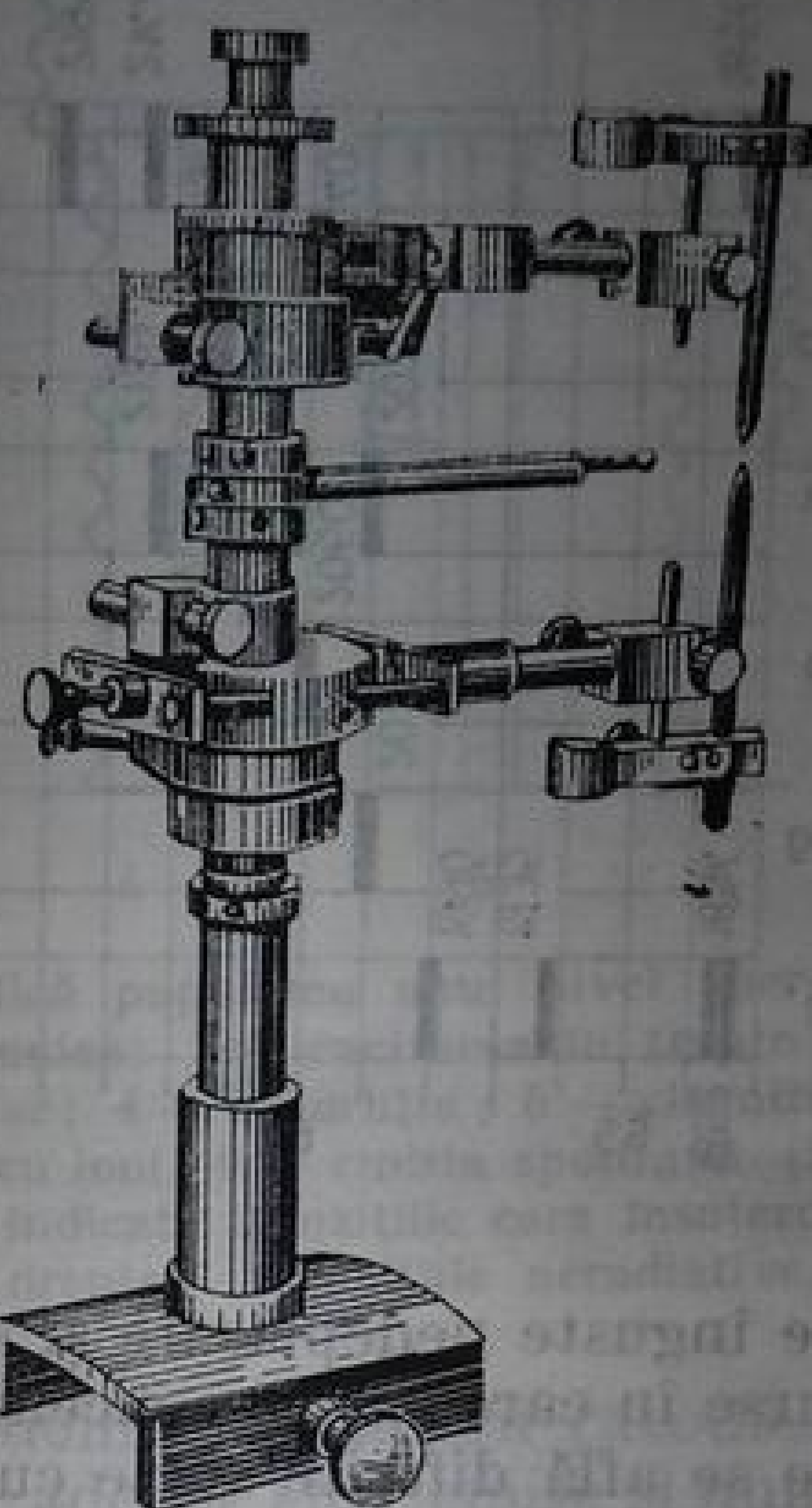


Fig. 10.14. Stativul pentru descărcarea în scînteie (fără capac).

radiaţie ultravioletă, este neapărat obligatoriu să folosim ochelari de protecţie. Acelaşi lucru este necesar şi în cazul lucrului cu arcuri cu mercur cu baloane de cuarţ.

Conform relaţiei (10.16) există o regulă generală: pentru obţinerea unor linii de scîntei mai strălucitoare se micşorează inducţia circuitului scînteii şi se măreşte intervalul dintre electrozi, ceea ce duce la mărirea tensiunii de străpungere. În cazul unor inducţii mari şi al unor intervale dintre electrozi mici, spectrul scînteii aduce cu cel al arcului. În cazul unor intervale dintre electrozi foarte mici, trosnetul caracteristic scînteii încetează şi scînteia se transformă într-o descărcare în arc de înaltă frecvenţă, şuierătoare, care dă un spectru slab şi instabil.

De cele mai multe ori descărcarea în scînteie se amorsează între electrozi metalici, fixaţi în suporţi speciali, care au izolaţie de înaltă tensiune şi posibilitatea de reglare a spaţiului dintre electrozi. Unul dintre tipurile de un asemanea stativ pentru obţinerea de scîntei este dat în figura 10.14. Spectrele unor scîntei între electrozi metalici au maxime de emisie abrupte, sub formă de linii strălucitoare, în număr mic. Asemenea scîntei, combinate uneori cu filtre, pot servi ca surse de radiaţie strălucitoare. De multe ori ele pot fi considerate monocromatice.

A. N. Terenin a propus o serie de electrozi ale căror spectre de scînteie dau o radiaţie cvasimonocromatică, de diferite lungimi de undă. Liniile caracteristice acestui set de electrozi sînt date în figura 10.15.

Pentru cercetări în care este necesară trecerea uşoară de la un spectru la altul există stative cu capuri de tipul revolver, care conţin o serie de electrozi. Pe lîngă spectrele de linii descărcarea în scînteie emite şi un spectru continuu,

suficient de intens, determinat de radiația de frînare și de radiația de recombinare. Datorită concentrației în electroni relativ ridicate din descărcare, liniile sînt lărgite puternic, iar la unele se observă și o deplasare însemnată.

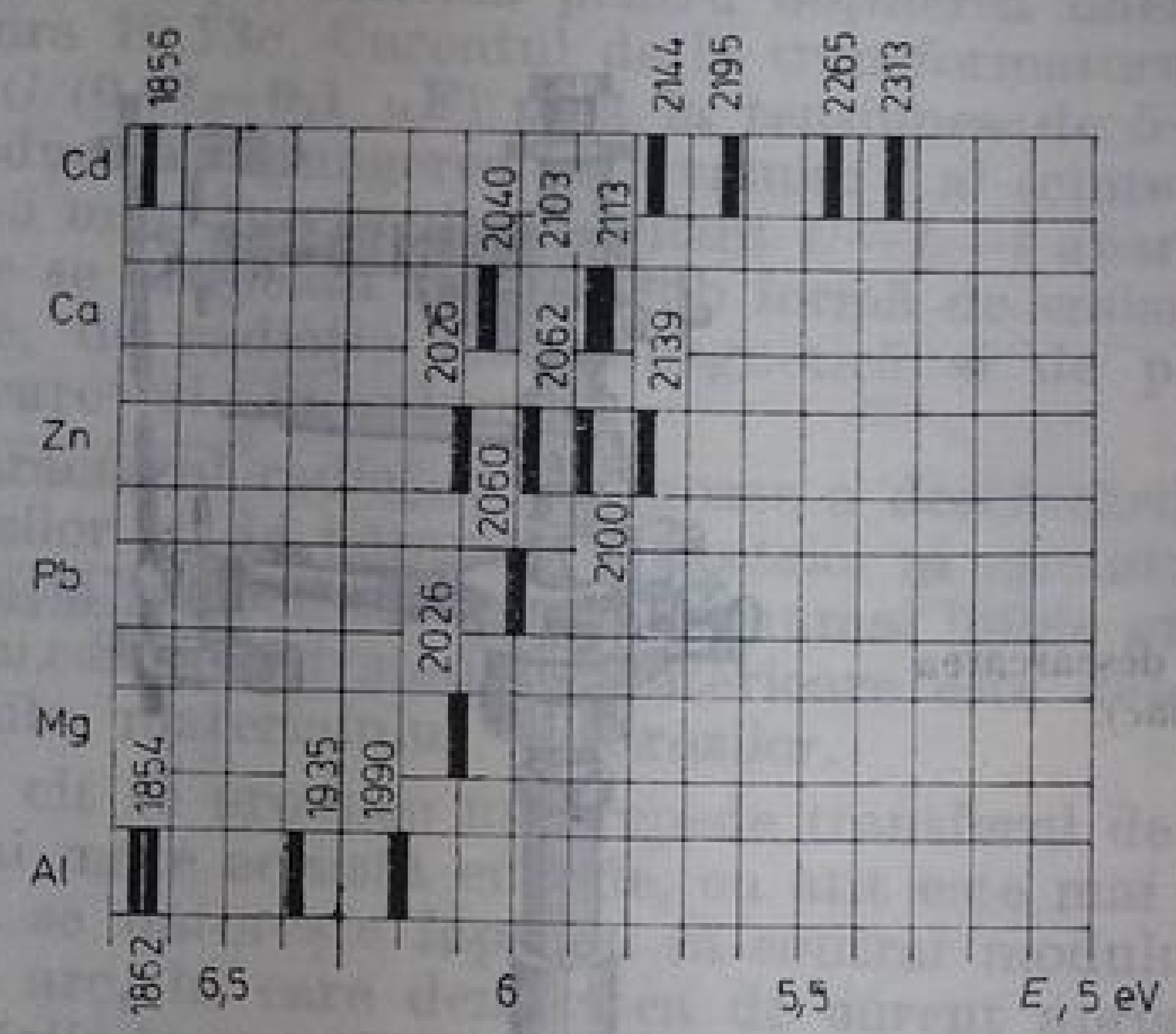


Fig. 10.15. Linii intense ale unei scîntei în domeniul $\lambda < 2400$ Å.

Liniile înguste nedeplasate și spectrul de linii pur se pot obține folosind o serie de surse în care există concentrații mici de atomi și de particule încărcate. Printre ele se află diferite surse cu gaz la presiune redusă.

Surse de joasă presiune. La presiuni ale gazului mai mici de 1 mm col. Hg și concentrații ale particulelor încărcate mai mici de $10^{15}-10^{17}$ cm^{-3} nu există, de obicei, un echilibru termodinamic între electroni și atomii gazului. La o temperatură a gazului relativ scăzută, energia electronilor poate fi suficient de mare. În acest caz intensitățile relative ale liniilor spectrale pot fi calculate cu ajutoul unei relații analoage relației (10.8).

$$\frac{I_{nk}}{I_{pl}} = \frac{A_{nk}}{A_{pl}} \frac{g_n}{g_p} \frac{\nu_{nk}}{\nu_{pl}} \exp\left(-\frac{E_n - E_p}{kT_{ex}}\right), \qquad (10.17)$$

T_{ex} fiind temperatura de excitare, apropiată de obicei de T_e. În multe cazuri însă, nu se poate vorbi despre o temperatură de excitare, astfel încît pentru calcularea intensității unei anumite linii trebuie scrisă ecuația bilanțului pentru starea staționară a plasmei, ținînd cont de toate procesele care se referă la popularea nivelului superior și la distrugerea lui. După cum se vede din diagrama nivelelor (fig. 10.16), pot exista numeroase asemenea procese. Se înțelege, în diagramă nu sînt cuprinse toate procesele. Întrucît probabilitatea acestor procese precum și funcțiile de excitare optică sînt, de regulă, prost cunoscute, practic nu este posibil calculul strălucirii liniilor în cazul surselor de neechilibru.

În condiții de presiune scăzută, principalul mecanism de lărgire a liniilor spectrale îl constituie efectul Doppler.

Descărcarea luminescentă [10.15, 16]. În tuburile cu diametrul de 0,1—1 cm, cu electrozi sudați, la presiuni ale gazului de cîțiva torri se observă descărcarea luminescentă. În acest caz, electrozilor tubului trebuie să li se aplice o tensiune mai mare ca 500—1 000 V. Într-o asemenea descărcare temperatura gazului depășește numai cu puțin temperatura pereților tubului de descărcare și este de 400—600 K. Dacă este necesar, ea poate fi coborîtă prin micșorarea densității

de curent și prin răcirea întregului tub de descărcare. Lumina descărcării luminescente se descompune într-o serie de zone dintre care sînt mai importante două: luminescența catodică și coloana pozitivă. În figura 10.17 este dată schema unei descărcări luminescente și distribuția de potențial din ea. Cel mai

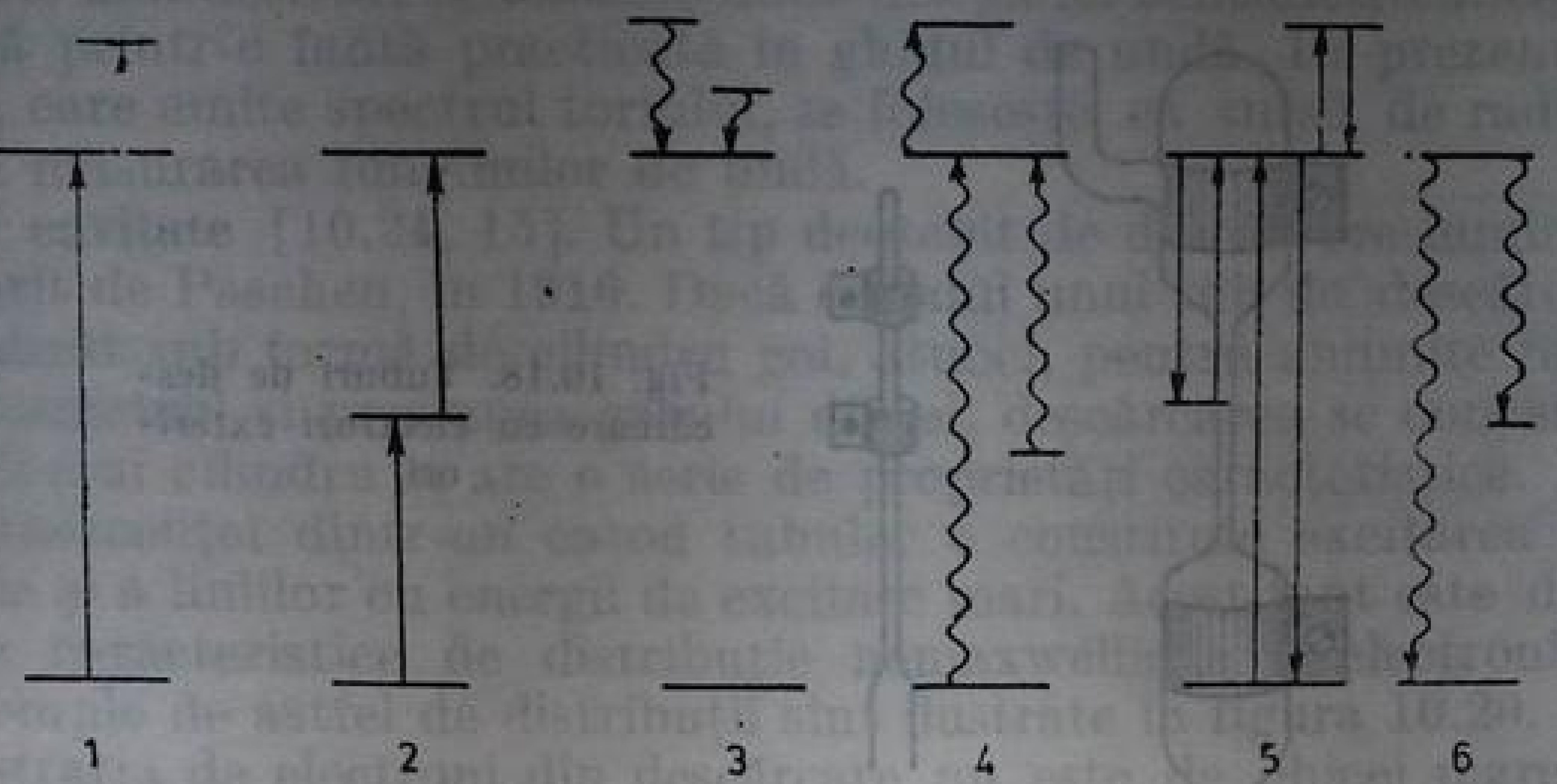


Fig. 10.16. Principalele procese care modifică popularea unui nivel energetic: 1 — excitarea prin ciocniri electronice; 2 — excitarea în trepte; 3 — tranziții în cascadă de pe nivelul superior; 4 — absorbția; 5 — ciocniri de speța a doua cu atomi, cu electroni și cu ioni; 6 — emisia spontană și emisia indusă. Prin linii ondulate au fost indicate tranzițiile care însoțesc emisia și absorbția luminii, iar prin linii drepte — tranzițiile neradiative.

mare gradient de potențial se produce în domeniul căderii catodice. Aici sînt excitate linii cu potențiale de excitare mari; adesea sînt emise și liniile materialului catodului. Lungimea coloanei pozitive este determinată de dimensiunile tubului. Într-un tub de descărcare scurt coloana pozitivă poate lipsi cu totul. În coloana pozitivă intensitatea cîmpului și energia electronilor sînt cu mult mai mici decît în domeniul căderii catodice. Din această cauză, în coloana pozitivă sînt emise liniile cu potențiale de excitare mici. În coloana pozitivă a descărcării sînt excitate liniile și benzile moleculare ale gazelor cu care este umplut tubul. Adesea, acest gaz este hidrogenul sau un gaz inert, uneori vapori de mercur.

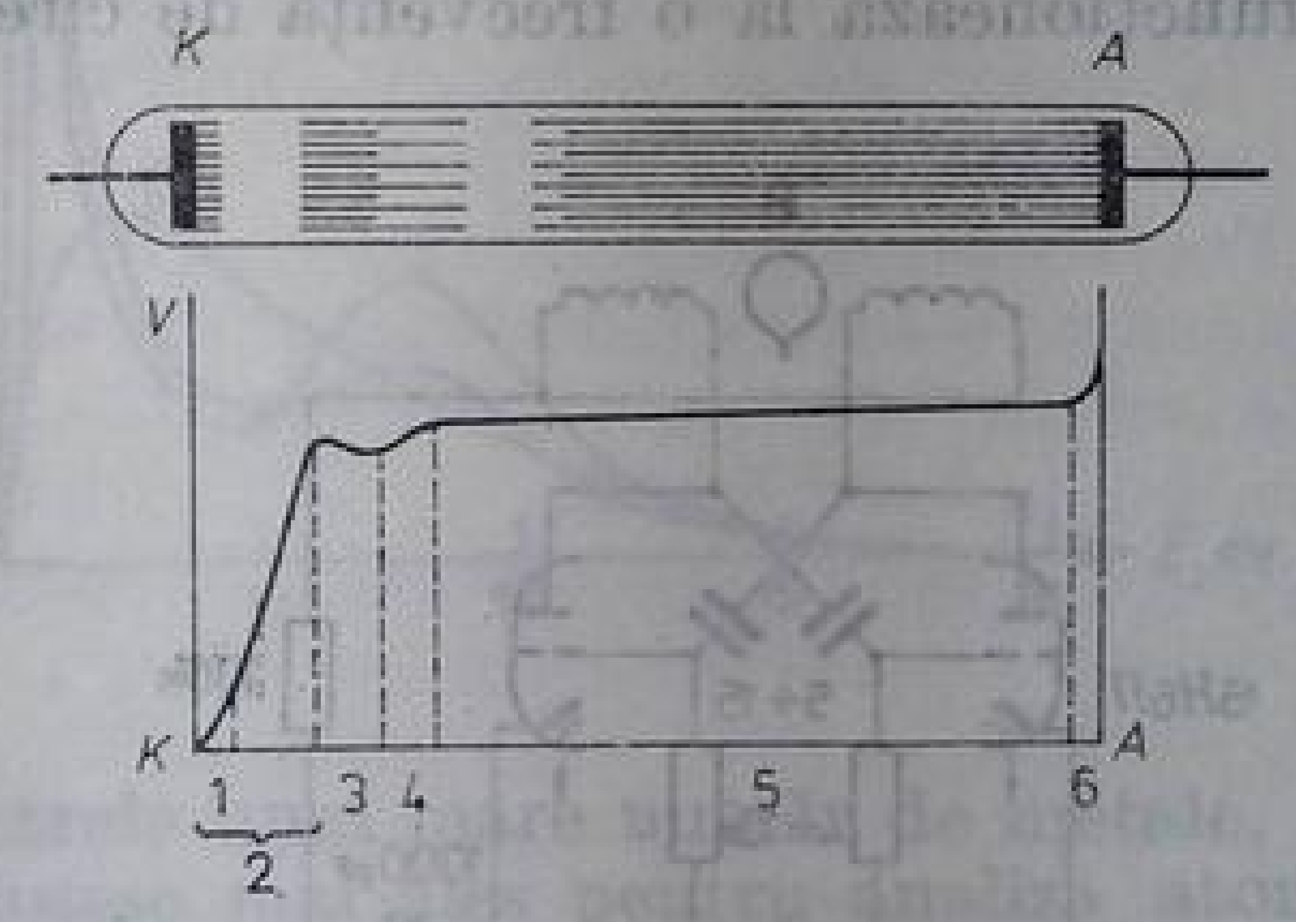


Fig. 10.17. Schema unei descărcări luminescente și distribuția potențialului din cadrul acesteia: 1 — lumina catodică; 2 — regiunea căderii catodice; 3 — lumina negativă a descărcării luminescente; 4 — spațiul întunecat Faraday; 5 — coloana pozitivă; 6 — regiunea căderii anodice.

Descărcarea de înaltă frecvență [10.15, 15, 16]. Prezența electrozilor metalici creează complicații importante cînd se lucrează cu tuburi de descărcare în gaz. Acestea sînt datorate interacțiunilor chimice și proceselor de absorbție dintre electrozi și gazul din tub. Din această cauză, tubul Geissler (cu electrozi) a fost înlocuit, în multe cazuri, cu tuburi de descărcare fără electrozi, a căror lumines-

cență este excitată de cîmpuri electromagnetice de înaltă frecvență. Coloana pozitivă a unei descărcări de înaltă frecvență se apropie foarte mult din punct de vedere al caracteristicilor spectrale de coloana pozitivă a unei descărcări în curent continuu. Pentru excitarea luminescenței se folosește generatori de radio-

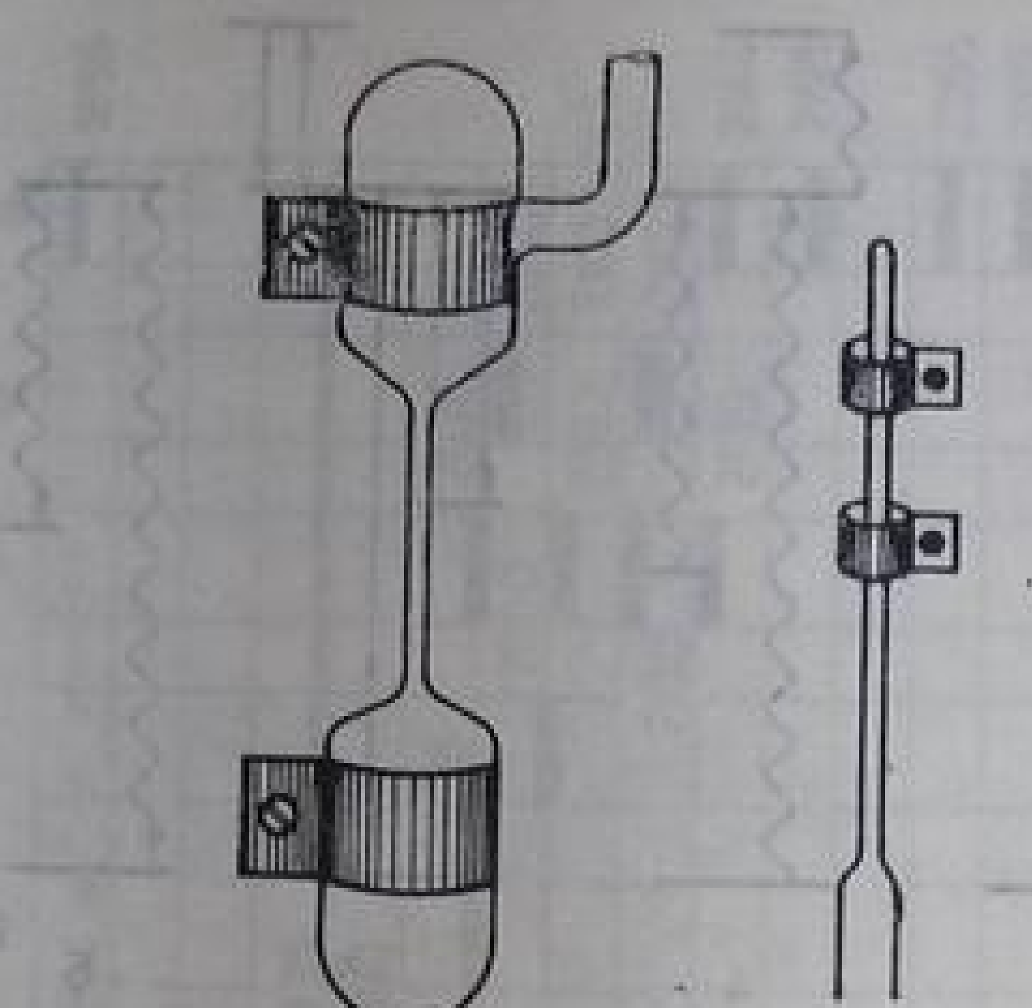


Fig. 10.18. Tuburi de descărcare cu electrozi exteriori.

frecvență, care funcționează la frecvențe de 10^5-10^9 Hz. Pentru tuburile de descărcare cu gaze inerte, de cele mai dese ori se apelează la transferul de putere prin cuplarea capacitivă a electrozilor exteriori cu gazul ionizat, din interiorul tubului.

Construcția și plasarea electrozilor unui asemenea tub rezultă clar din figura 10.18. Tuburile sînt confecționate de obicei din cuarț topit, uneori din sticlă. Electrozii nu trebuie să atingă pereții tubului, fapt care provoacă adesea supraîncălzirea și distrugerea pereților în locul de atingere cu electrozii.

Cînd se trece la alimentarea cu o frecvență și mai înaltă, de obicei se realizează un cuplaj inductiv între circuitul de excitare și gazul din interiorul tubului. Pentru obținerea unor linii înguste de Na, K, Rb, Cs, Hg, Tl, Zn, Cd, Sb, In, Bi, Ga, Cu, Pb, Sn și alte metale, se folosesc pe scară largă lămpi sferice cu diametrul de circa 10 cm. Ele conțin o cantitate mică din metalul de studiat și gazul inert (cripton) la o presiune de aproximativ 1,5 mm col. Hg. Balonul (B) este introdus în interiorul bobinei de inducție a unui generator nu prea mare, care funcționează la o frecvență de circa 100 MHz. Schema acestui generator

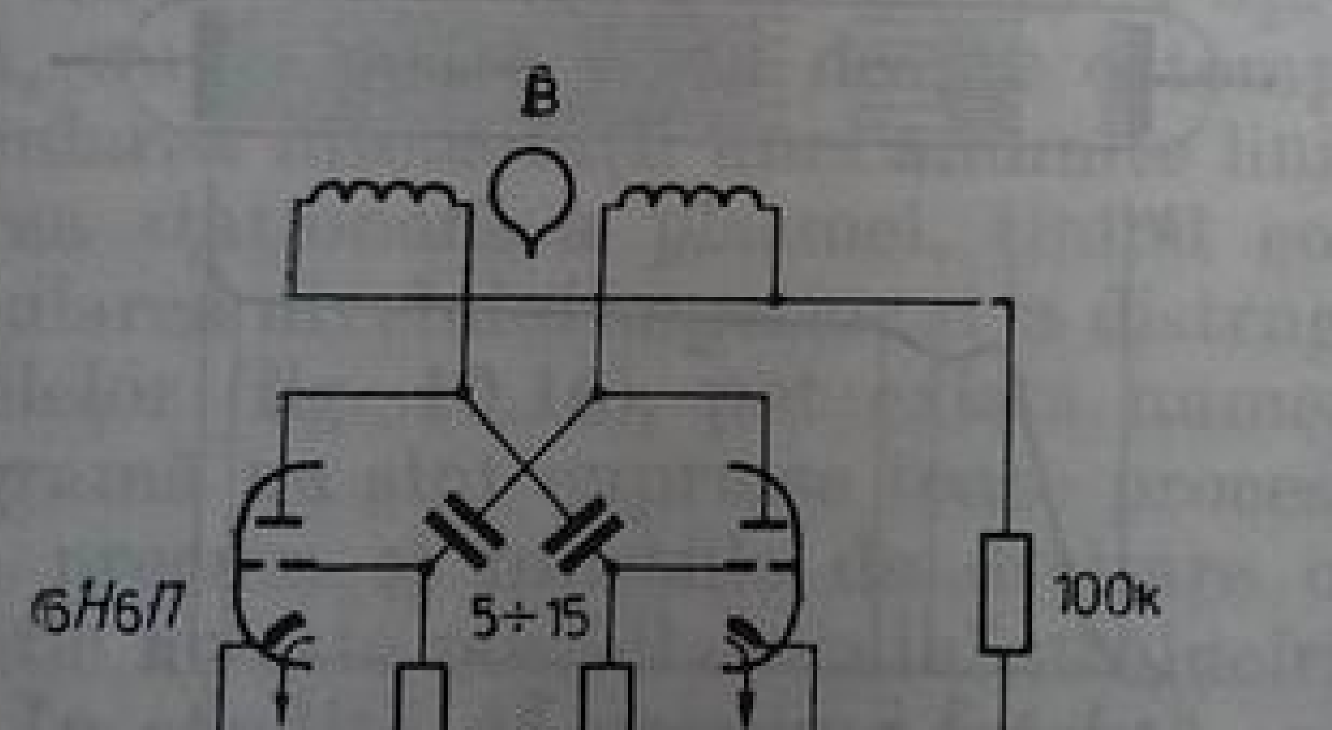


Fig. 10.19. Schema unui generator de înaltă frecvență pentru excitarea unei lămpi în formă de sferă.

este dată în figura 10.19. În prezent, industria livrează generatori analogi (ППВЛ—3).

Tuburi de descărcare foarte comode, pentru obținerea unor spectre de linii ale metalelor, printre care și a celor greu fuzibile, au fost propuse de Meggers.

Un asemenea tub este un capilar de cuarț, umplut cu un gaz inert la o presiune de cîțiva torri. În el se introduce și o cantitate foarte mică de halogenură (de obicei clorură) a metalului de cercetat. Tubul se așază în interiorul unui ghip de undă, prin care se propagă o undă de la un generator de frecvență ultra-înaltă. De cele mai dese ori se folosesc unde din gama centimetrică. Observațiile se efectuează printr-o fantă practicată în ghidul de undă. În prezent, un tub de acest tip, care emite spectrul toriului, se folosește ca sursă de radiație standard pentru măsurarea lungimilor de undă.

Catodul cavitate [10.24, 15]. Un tip deosebit de descărcare luminescentă a fost descoperit de Paschen, în 1916. Dacă catodul unui tub de descărcare Geissler este realizat sub formă de cilindru gol, atunci, pentru anumite relații între lungimea, diametrul și presiunea gazului din el, descărcarea se concentrează în interiorul acestui cilindru și are o serie de proprietăți caracteristice. Particularitatea luminescenței dintr-un catod tubular o constituie excitarea intensă a liniilor ionice și a liniilor cu energii de excitare mari. Acest fapt este determinat de funcțiile caracteristice de distribuție nemaxwelliene a electronilor după energii. Exemple de astfel de distribuții sînt ilustrate în figura 10.20.

Concentrația de electroni din descărcare nu este de obicei mare, fiind de ordinul a $10^{10}-10^{12}$ cm^{-3}. Datorită vitezelor mari ale ionilor din catodul cilindric, se observă o pulverizare catodică destul de intensă a metalului și chiar la temperaturi scăzute liniile materialului catodului strălucesc intens. În anumite condiții strălucirea lor depășește strălucirea liniilor gazului inert, care servește drept agent al descărcării.

Tuburile cu catozi cavitate se folosesc adesea sub formă de subansambluri metalice demontabile, permițînd astfel o răcire intensă. În figura 10.21 a este dată una dintre construcțiile care servesc pentru studiul structurii hiperfine a liniilor și pentru analiza compoziției izotopice a plumbului. În prezent, lămpi

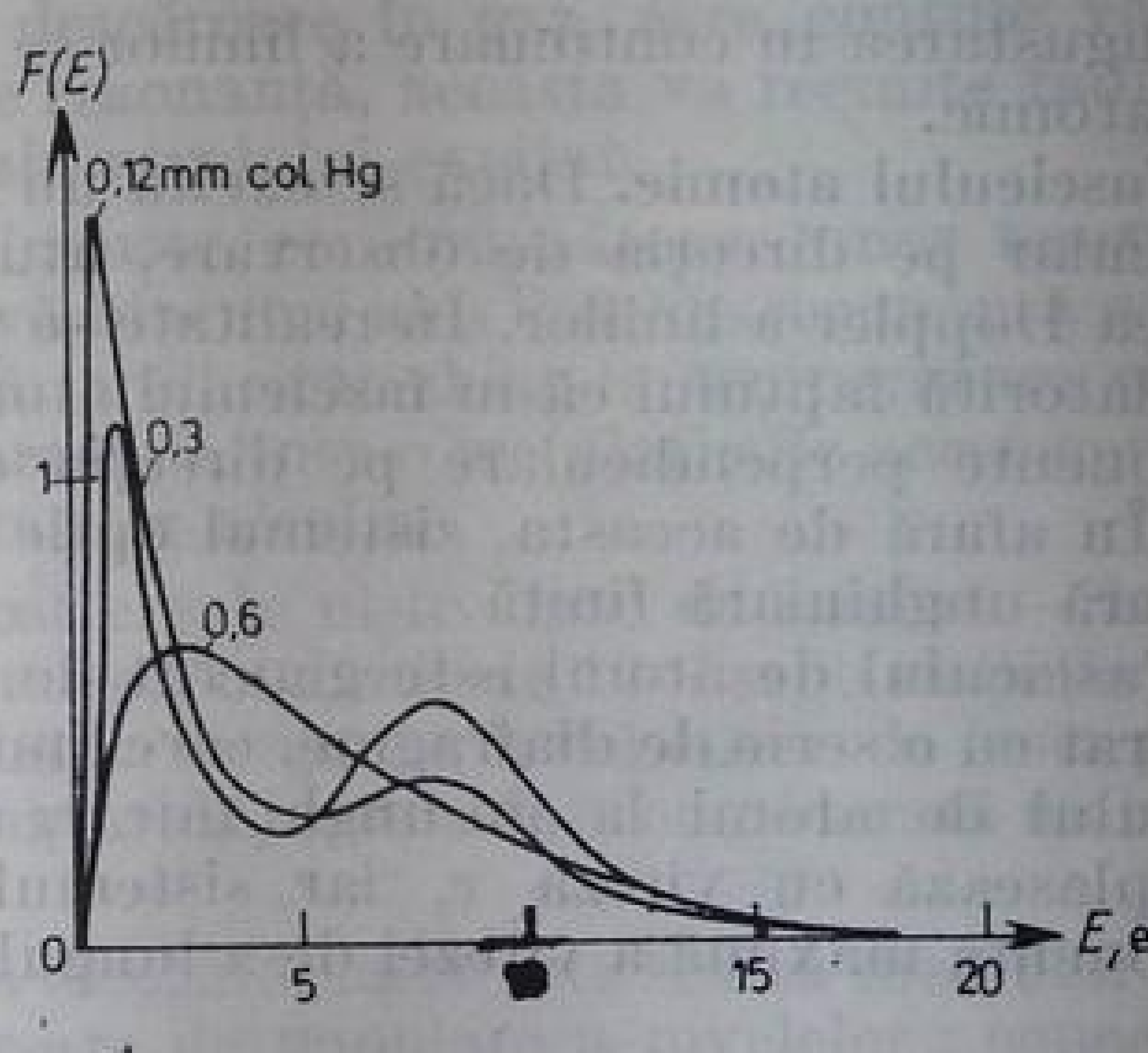


Fig. 10.20. Funcțiile de distribuție a electronilor după energii, într-un catod cilindric, pentru diferite presiuni ale argonului și un curent de 5 mA.

sudate cu catozi cavitate, care emit spectrele unui mare număr de metale, sînt fabricate pe cale industrială. Ele se folosesc mai ales pentru analiza atomică de absorbție. De exemplu, pentru aparatul SP—1900, descris în capitolul 4, forma care-l livrează propune un set de 62 lămpi, care conțin practic toate metalele, precum și Sb, As, B și Si. În funcție de poziția liniilor de rezonanță, lămpile sînt echipate cu ferestre din sticlă, uviol sau cuarț.

Lărgirea liniilor dintr-un catod cavitate este determinată în întregime de efectul Doppler. Temperatura măsurată pe baza acestei lărgiri depinde de con-

curența proceselor de evacuare a căldurii prin gaz către peretele răcit al catodului și de puterea calorică produsă în timpul descărcării. De aceea, ea depinde într-o foarte mare măsură de natura gazului agent al descărcării, de intensitatea curentului din descărcare, de presiunea gazului și de grosimea pereților catodului. Faptul că rezultatele măsurătorilor temperaturii, obținute de diferiți

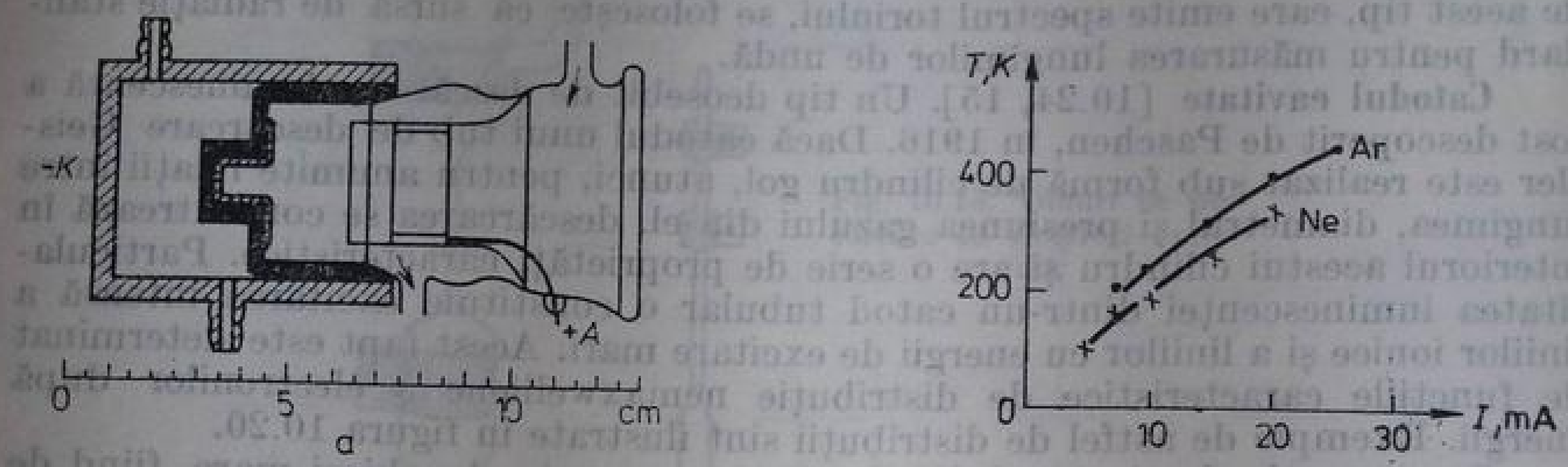


Fig. 10.21. Un catod cavitate răcit (a) și temperatura gazului din el, ca funcție de intensitatea curentului (b).

cercetători, sînt foarte diferite între ele, se explică, natural, prin deosebirea condițiilor de evacuare a căldurii. Pentru ilustrare, în figura 10.21 b sînt arătate variațiile temperaturii gazului dintr-un catod cavitate de cupru răcit cu azot lichid (77 K). La curenți mici (circa 5 mA) temperatura gazului este apropiată de temperatura pereților catodului. Totuși, chiar în cele mai bune condiții de răcire probabil că este dificil să se obțină în spectrul unui catod cavitate linii, a căror lărgime să corespundă unei temperaturi mai mici de cîteva zeci de kelvin.

Îngustarea în continuare a liniilor se poate realiza prin utilizarea unui fascicul atomic.

Fasciculul atomic. Dacă se excită un fascicul de atomi care se propagă perpendicular pe direcția de observare, atunci este firesc să nu se mai observe lărgirea Doppler a liniilor. În realitate se produce un efect nu prea mare de lărgire, datorită faptului că în fasciculul atomic vitezele atomilor nu au totdeauna componente perpendiculare pe direcția de propagare a fasciculului egale cu zero. În afară de aceasta, sistemul optic care servește pentru observare are o apertură unghiulară finită.

Fasciculul de atomi este generat de obicei cu ajutorul unui cuptor vidat, înzestrat cu o serie de diafragme, care limitează propagarea atomilor ce compun fasciculul de atomi la un unghi mic φ (fig. 10.22). Dacă atomii din fascicul se deplasează cu viteza v, iar sistemul optic cuprinde unghiul ψ, atunci componenta maximă a vitezei de-a lungul direcției de observare va fi

$$v_{\max} = v \sin \frac{\psi + \varphi}{2}.$$

Dacă presupunem că $\sin \varphi = \sin \varphi = 0{,}1$ atunci lărgirea Doppler nu va depăși 1/10 din lărgirea corespunzătoare temperaturii cuptorului.

Din nefericire, pentru a înlătura ciocnirile atomilor din fascicul este necesar să se lucreze la tensiuni mici ale vaporilor. Excitarea atomilor se produce fie cu ajutorul unui cîmp de înaltă frecvență, fie în urma acțiunii unui fascicul de

electroni, generat de un tun electronic. Direcţia de propagare a fasciculului de atomi este de obicei perpendiculară pe direcţia de propagare a fasciculului de electroni, iar amîndouă sînt perpendiculare pe direcţia de observare.

Principalul neajuns al fasciculului de atomi îl constituie strălucirea relativ slabă a luminescenţei. Totuşi, instalaţiile actuale permit să se efectueze o înre-

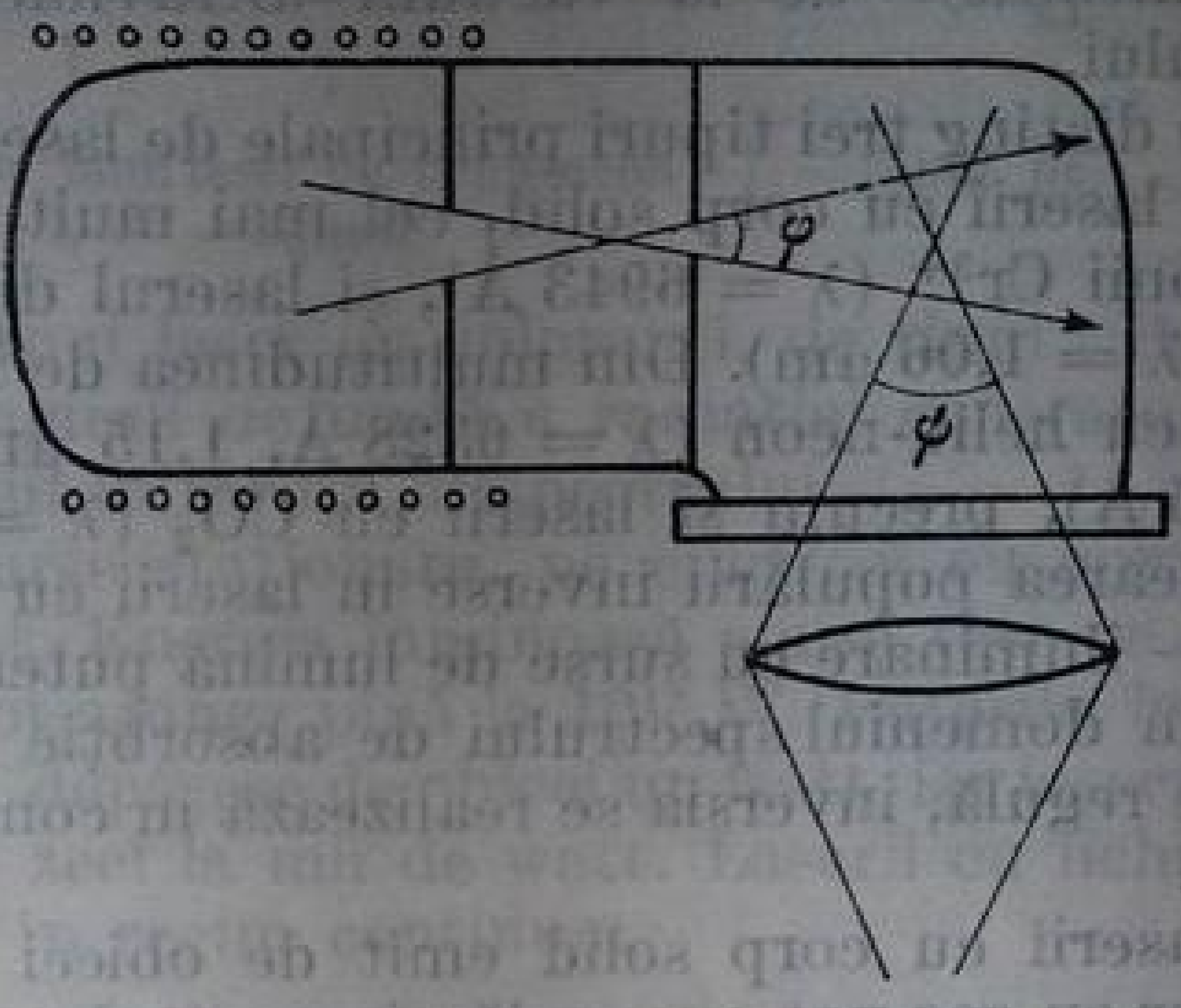


Fig. 10.22. Fasciculul de atomi.

gistrare fotoelectrică sigură a conţinuturilor liniilor spectrale înguste. Una dintre variantele constructive ale instalaţiilor cu fascicule de atomi este descrisă în lucrarea [10.25].

Lampa de rezonanţă. Pe lîngă o diversitate de tipuri de surse de lumină, care sînt excitate electric, se folosesc şi surse de lumină excitate pe cale optică. Între ele se află lampa de rezonanţă, care este un vas din sticlă sau din cuarţ, umplut cu vapori din metalul de cercetat la presiune mică. Prin iluminarea balonului cu lumina unei lămpi cu descărcare în gaz, care conţine vapori ai aceluiaşi metal ca şi cei din lampa de rezonanţă, aceasta va reemite radiaţia de rezonanţă de absorbţie şi alte linii ale nivelului excitat.

Lampa de rezonanţă emite linii înguste, corespunzătoare unor temperaturi scăzute. În asemenea lămpi se observă bine mai ales linia de rezonanţă a mercurului de la 2537 Å. Ea este excitată strălucitor chiar la temperatura camerei. La o creştere destul de mică a temperaturii, într-o instalaţie de acest gen se pot observa liniile de rezonanţă ale metalelor alcaline.

Laserii. În ultimele decenii au fost create nişte surse de lumină — laserii — care emit într-un unghi solid îngust (uneori mai mic de 10^{-9} sr) o radiaţie extrem de monocromatică şi foarte strălucitoare. Lărgimea liniei emise de laser poate fi cu mult mai îngustă decît lărgimea naturală, care a fost considerată mai înainte ca o lărgime limită.

Condiţia principală de obţinere a efectului laser este starea mediului emisiv, în care este creată aşa-numita inversare de populare a nivelelor : concentraţia atomilor de pe nivelul superior (radiant) este mai mare decît cea de pe nivelul inferior. Dacă se realizează aceasta, atunci o radiaţie cu frecvenţa corespunzătoare tranziţiei dintre aceste nivele, la trecerea printr-un asemenea mediu, nu se va atenua datorită radiaţiei induse, ci se va amplifica. Acest efect de „absorbţie negativă" a stat la baza construirii laserilor.

Mediul de popularea inversată se plasează între oglinzi paralele, care joacă rolul de rezonatori. În cazul unui coeficient de amplificare suficient de mare şi al unor pierderi în energie mici ale sistemului, se poate ajunge la situaţia în care un asemenea amplificator de lumină să se transforme într-un generator care emite

pînă în momentul în care se va menţine o inversare suficientă a populării, care se distruge în procesul generării.

Există o literatură vastă, dedicată laserilor (v., de exemplu [10.26—10.29]; de aceea, nu ne vom opri asupra principiului de funcţionare a lor sau asupra construcţiei lor. Acum se poate obţine o emisie laser într-o gamă spectrală foare întinsă — de la vacuum ultraviolet pînă la infraroşul îndepărtat al spectrului.

Se disting trei tipuri principale de laseri — cu corp solid, cu gaz şi cu lichid. Dintre laserii cu corp solid, cel mai mult se foloseşte laserul cu rubin, în care emit ionii Cr^{3+} ($\lambda = 6943$ Å), şi laserul din sticlă cu amestec de neodiu (ionul Nd^{3+}, $\lambda = 1{,}06$ μm). Din multitudinea de laseri cu gaz, cel mai mult se folosesc laserii cu heliu-neon ($\lambda = 6328$ Å, 1,15 μm şi 3,39 μm) şi cu argon ($\lambda = 4880$ şi 5145 Å), precum şi laserii cu CO_2 ($\lambda = 10{,}6$ μm).

Crearea populării inverse în laserii cu corp solid se realizează prin pompaj optic — iluminare cu surse de lumină puternice, care au linii sau benzi strălucitoare în domeniul spectrului de absorbţie al mediului care emite. În laserii cu gaz, de regulă, inversia se realizează în condiţii bine determinate ale descărcării în gaz.

Laserii cu corp solid emit de obicei linii spectrale relativ largi. Liniile laserilor cu gaz pot avea o lărgime atît de mică, încît uneori scapă posibilităţilor de a fi măsurate prin metode spectrale obişnuite. Datorită monocromaticităţii practic perfecte, astfel de laseri sînt potriviţi mai ales pentru măsurători ale contururilor instrumentale ale aparatelor cu putere de separare înaltă.

Fig. 10.23. Generatorul cuantic optic ОГМ—20, $\lambda = 6943$ Å. Durata impulsului de generare este de $2 \cdot 10^{-8}$ s, energia impulsului fiind de 0,3 J.

Laserii cu corp solid şi cei cu gaz sînt realizaţi într-o mare varietate de către diverse firme (fig. 10.23). În figura 10.24 este dată schema de principiu a unui laser cu heliu-neon.

Laserii cu lichid [10.30] au adesea ca mediu activ soluţii ale coloranţilor organici complecşi, care generează benzi largi în diferite domenii ale spectrului. Cu ajutorul unor reflectori selectivi, din ei se pot separa linii extrem de înguste (cu o lărgime de 20 MHz), de orice lungime de undă, în prealabil fixată. Aceasta

face ca astfel de laseri cu coloranți să constituie instrumente deosebit de comode pentru cercetările spectrale, permițînd rezolvarea unei întregi serii de probleme referitoare la studiul spectrelor de absorbție și a structurii hiperfine [10.31].

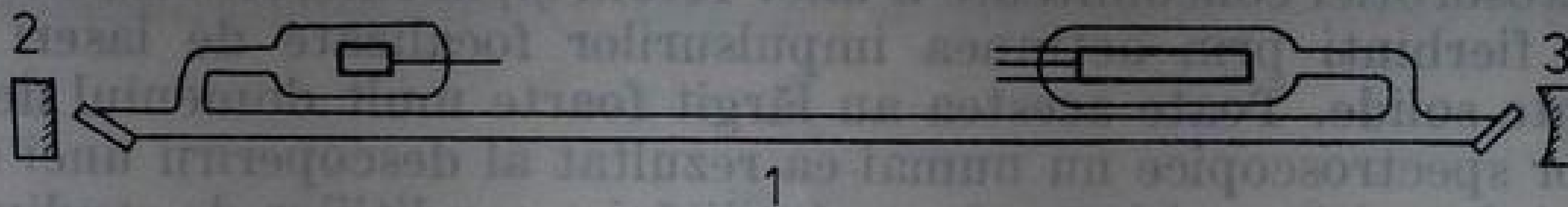


Fig. 10.24. Elementele principale ale unui laser cu heliu-neon : 1 — tubul de descărcare ; 2, 3 — oglinzi

În figura 10.25 este dată fotografia unui laser cu coloranți, de tipul „Радуга" [10.32], care permite reacordarea lungimii de undă a radiației generate, de la ultravioletul apropiat pînă la domeniul infraroșu al spectrului.

De regulă, laserii cu gaz sînt surse staționare, pe cînd cei cu corp solid funcționează de obicei în regim pulsat. Energia luminoasă emisă într-un singur impuls atinge mii de J, iar puterile pot ajunge pînă la 10^{12} W. Puterile laserilor cu heliu-neon și cu argon continui nu depășesc de obicei un watt, iar laserului cu CO_2 îi sînt caracteristice puteri de la zeci la mii de watt. Laserii cu lichid pot funcționa atît în regim pulsat cît și în regim continuu.

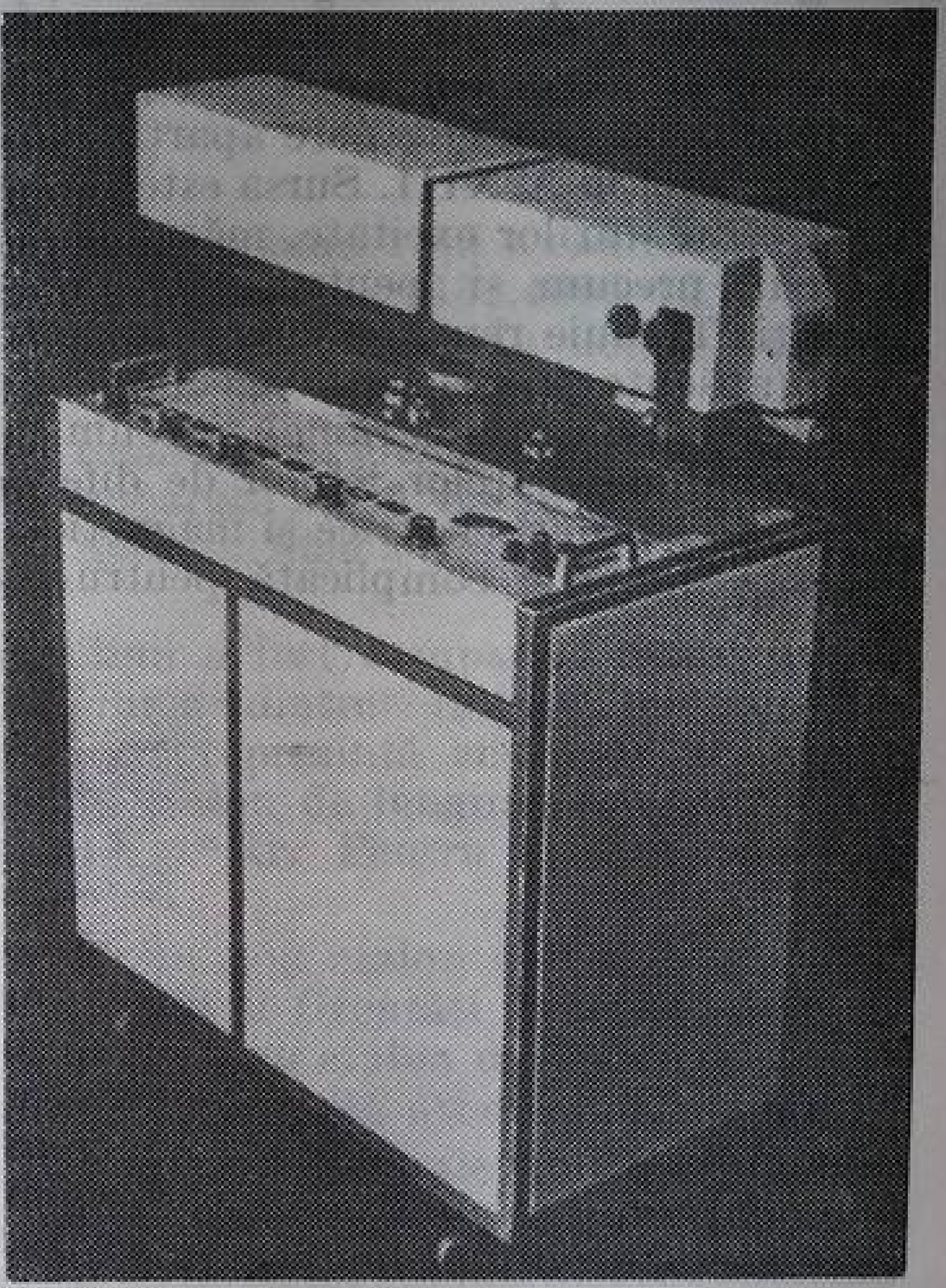


Fig. 10.25. Aspectul exterior al unui laser cu coloranți „Радуга—3М", cu frecvența de generare reacordată.

În prezent sînt utilizați foarte mult și laserii cu semiconductori, în care inversarea de populare și generarea sînt datorate curentului electric de conducție [10.33].

Puterile formidabil de mari emise de laserii cu corp solid pulsați au permis să se observe o serie de efecte noi, care apar la interacțiunea luminii cu substanța. În primul rînd trebuie pomenite generatoare de armonici, fenomenul de difuzie

combinată forțată și difuzia Mendelștam——Brillouin. Se mai poate observa relativ ușor difuzia Thomson a luminii pe electronii plasmei. S-au observat fenomene de fluorescență stimulată, excitarea fluorescenței și a ionizării ca urmare a absorbției concomitente a unor fotoni și, în fine, fenomenul de formare a plasmei fierbinți prin acțiunea impulsurilor focalizate de laseri pe diferite gaze și ținte solide. Toate acestea au lărgit foarte mult domeniul de aplicare a cercetărilor spectroscopice nu numai ca rezultat al descoperirii unei serii de noi efecte, ci și datorită unei importante facilitări a condițiilor de studiu a fenomenelor deja cunoscute. Asupra folosirii laserilor în spectroscopie, vezi capitolul 15.

Fascicul-peliculă. Prin trecerea unui fascicul de ioni accelerați pînă la energii de aproximativ 1 MeV, printr-o peliculă subțire (cu densitatea de circa 10^{-5} g/cm^3), așezată în vid, se observă o luminescență slabă a fasciculului, vizibilă în întuneric de un ochi bine adaptat. De obicei, aceasta este o luminescență de culoare albastră. Strălucirea fasciculului scade pînă la zero pe o distanță de cîțiva centimetri de la suprafața peliculei în preajma căreia se observa luminescența. Studiul spectral al emisiei a arătat că ea conține linii de ioni multiplu încărcați, ai elementelor care se află în fascicul. Ionii sînt formați și excitați în procesul interacțiunii fasciculului cu rețeaua peliculei. În virtutea faptului că de obicei viteza ionilor fasciculului reprezintă 1 % din viteza luminii, este greu de scăpat de lărgirea liniilor, prin efect Doppler, ceea ce face ca măsurarea exactă a lungimilor de undă să constituie o problemă dificilă.

Într-un asemenea tip de sursă au fost înregistrate o întreagă serie de linii noi, printre care și cele care aparțin ionilor cu un grad foarte înalt de ionizare, inclusiv pînă la ArXIII. Sursa este foarte comodă pentru determinarea timpului de viață al stărilor excitate, măsurate direct din scăderea strălucirii liniilor din fascicul, precum și pentru diferite studii ale spectrelor atomilor multiplu ionizați. Trebuie remarcată marea puritate a fenomenelor observate în această sursă (absența proceselor de ciocnire, a spectrului continuu și a spectrelor impurităților de elemente străine), precum și posibilitatea ușor de rezolvat de separare a luminescențelor ionilor de diferite multiplicități, folosind devierea fasciculului în cîmpuri electrice și magnetice. Se înțelege, această sursă este voluminoasă, scumpă și complicată pentru aplicații.

Capitolul 11
MĂSURAREA LUNGIMILOR DE UNDĂ

§ 1. ETALOANE DE LUNGIMI DE UNDĂ ALE LINIILOR SPECTRALE

Etalonul primar de lungimi de undă (etaloane de primul ordin). Prin măsurători absolute lungimea de undă a liniei măsurate se compară direct cu un etalon de lungime. La baza unor asemenea măsurători stă procedeul prin care una dintre oglinzile interferometrului Michelson se deplasează pe o anumită distanță L, măsurîndu-se numărul de franje N, cu care s-a deplasat tabloul de interferență.

Evident, lungimea de undă este legată de numărul de franje prin relația

$$\lambda = \frac{2L}{N}.$$

Măsurările interferometrice ale lungimii de undă a liniei roșii a cadmiului, efectuate de Fabry, Pérot și Benoit, au dat valoarea $\lambda = 6438{,}4696 \cdot 10^{-10}$ m în aer uscat, care conține 0,03 % CO_2, la 15°C și 760 mm Hg. În aceste condiții aerul se numește aer *standard*.

Aceste măsurători s-au aflat multă vreme la baza tuturor determinărilor ulterioare de lungimi de undă, care erau comparate acum nu cu metrul etalon, ci cu lungimea de undă roșie a cadmiului. Această linie a fost denumită *etalon de ordinul întîi*.

Ulterior lungimea de undă a acestei linii a fost comparată minuțios cu lungimea de undă a liniei portocalii a unuia dintre izotopii criptonului, ^{86}Kr ($\lambda = 6057,\ 8021_1 \cdot 10^{-10}$ m, în vid), care reprezintă acum noua unitate fundamentală de lungime în locul vechiului etalon de lungime, metrul [11.1]. Așadar, prin definiție, 1 m = 1 650 763,73 λ_{vid} ^{86}Kr. Pentru aerul standard, λ_{aer} ^{86}Kr = 6056,12525 Å.

Hotărîrea asupra înlocuirii metrului cu un nou etalon de lungime a fost luată de a XI-a Conferință Generală de Măsuri și Greutăți din 1960. Această hotărîre a fost determinată de dorința de a avea un etalon de lungime care să nu mai fie legat de un model instabil, ci de o constantă atomică neschimbată.

Se știe prea bine că lărgimea și poziția unei linii spectrale depind întrucîtva de condițiile descărcării. Din această cauză, pentru determinările experimentale de lungimi de undă a normalelor este necesar să fie strict standardizate condițiile de excitare a spectrului.

Pentru excitarea unui etalon primar sînt stabilite următoarele condiții: lampă de descărcare în gaz cu catod cald, umplută cu izotopul criptonului ^{86}Kr, avînd o puritate mai mare de 99 %. Lampa este răcită pînă la 63 K (punctul triplu al azotului). Temperatura suprafeței lămpii determină presiunea vaporilor saturați de caripton din lampă.

Diametrul capilarului de descărcare este 2—4 mm la o grosime a peretelui de circa 1 mm. Densitatea curentului de descărcare este de $0{,}34 \pm 0{,}1\ A/cm^2$. Schema lămpii este dată în figura 11.1 a. În V.N.I.I.M. a fost construită o lampă într-o variantă puțin diferită (fig. 11.1 b), care are o strălucire mai mare.

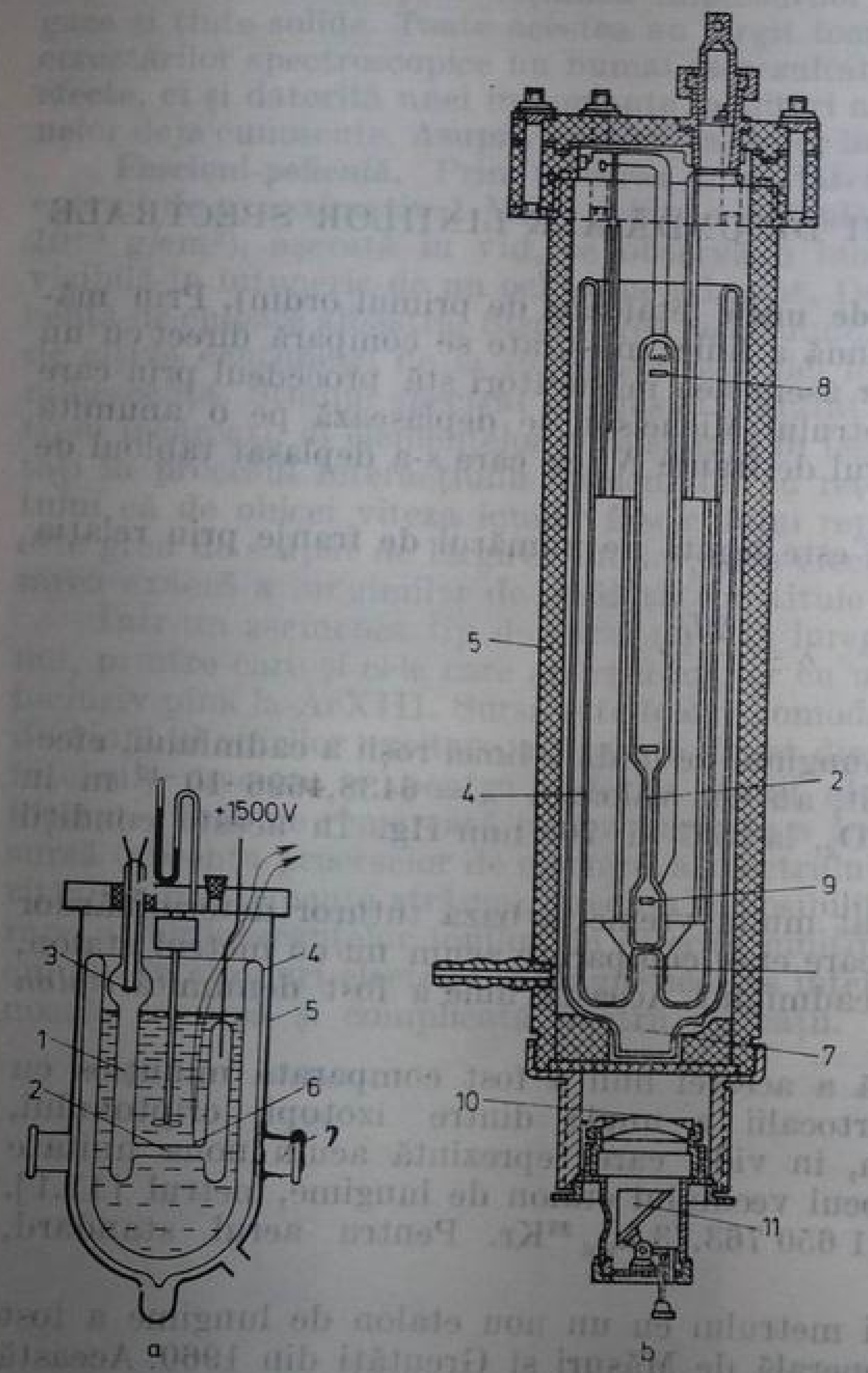


Fig. 11.1. Lampa cu descărcare în gaz, a lui Engelhard, recomandată de Comitetul internațional de Măsuri și Greutăți (a) și lampa ВНИИМ (b), care servesc pentru excitarea spectrului ^{86}Kr :1 — lampa cu cripton ; 2 — capilar ; 3 — catod încălzit ; 4 — vas Dewar cu azot lichid ; 5 — incinta de vidare ; 6 — termocuplu ; 7 — fereastră de vizare ; 8 — catodul încălzit ; 9 — anod cilindric ; 10 — condensor ; 11 — prismă pentru scoaterea radiației.

Liniile criptonului 86 nu au structură hiperfină și nici structură izotopică, iar lărgirea lor Doppler este relativ mică ; de aceea ele au fost alese ca etalon fundamental. La ora actuală se discută, de asemenea, posibilitatea utilizării ca etalon de lungime și a liniilor emise de un laser cu gaz.

Etaloane secundare. Etaloanele secundare se împart în două clase (A și B). Etaloanele de clasa A se obțin pe calea comparării interferometrice a liniilor alese, cu etalonul primar. Drept etaloane ale acestei clase s-au luat liniile aparținînd spectrelor a trei atomi : ^{86}Kr, ^{114}Cd și ^{198}Hg. Au fost selectate cîte patru linii pentru fiecare atom (tab. 11.1).

Dacă sînt îndeplinite condițiile arătate, reproductibilitatea determinării liniilor este : $^{86}Kr - 1 \cdot 10^{-4}$ Å, $^{198}Hg - (2-3) \cdot 10^{-4}$ Å, $^{114}Cd - (3-4) \cdot 10^{-4}$ Å. Aceste linii au fost comparate interferometric cu etalonul primar. Comparațiile

Tabelul 11.1

Etaloane secundare din clasa A

Elementul	Lungimea de undă, Å	Observații
^{86}Kr	6458, 0720 ; 6422, 8006 ; 5651, 1286 ; 4503, 6162	Liniile sînt obținute în aceleași condiții ca și etalonul primar
^{198}Hg	5792, 2683 ; 5771, 1983 ; 5462, 2705 ; 4359, 5624	^{198}Hg de puritate 98% este excitat într-o lampă fără electrozi, la o presiune a argonului de 0,5—1 mm col. Hg. Diametrul interior al capilarului este de 5 mm, temperatura de 10°C, volumul de 30 cm^3. Observațiile se fac perpendicular pe capilar.
^{114}Cd	6440, 2480 ; 5087, 2379 ; 4801, 2521 ; 4679, 4581	^{114}Cd cu puritate mai mare de 98%. Lampă cu capilar, cu diametrul de 5 mm, în care este excitată o descărcare de înaltă frecvență. Observațiile se fac perpendicular pe capilar.

Tabelul 11.2

Etaloane din clasa A ale ^{198}Hg, măsurate în diferite laboratoare

1	2	3	4	5	6	7
5792, 26851	...85	...85	...83	...80$_4$	...83$_4$	...80
5771, 19857	...85	...85	...82	...81$_6$	...82$_9$	...81
5462, 27065	...07	...07	...05	...05$_2$	...04$_6$	...05
4359, 5625	...25	—	—	—	—	—

au fost efectuate în mai multe laboratoare, independent unul de altul. Pentru a ilustra cît de perfect s-au efectuat măsurătorile de lungimi de undă ale etaloanelor, sînt date etaloanele din clasa A, în spectrul ^{198}Hg, măsurate în șapte dintre cele mai importante laboratoare de metrologie din U.R.S.S., S.U.A. și Canada (tab. 11.2) 11.2, — 11.4.

Ca etaloane secundare de clasa A au mai fost studiate încă o serie de linii în spectrele criptorului 86 și cadmiului 114.

Pentru lucrări spectroscopice curente sînt suficiente etaloane care permit determinarea sigură a lungimilor de undă cu o precizie de pînă la 10^{-2} Å. Aceste etaloane (din clasa B) trebuie să fie cunoscute cu o precizie de $(1-2)\cdot10^{-3}$ Å. Mai demult, ele erau liniile spectrului fierului, excitate într-un arc ce se forma între o tijă de fier răcită, care servea de anod, și un catod de fier, sub formă de bobiță (mărgea) așezată pe suprafața unui electrod din cupru răcit. El se numește arcul lui Pfund (fig. 11.2). Arcul arde la o tensiune de alimentare de 110—250 V, și o intensitate a curentului de 5 A ; distanța dintre electrozi este de pînă la 20 mm.

În prezent, pentru măsurători de precizie, s-a renunțat la această sursă, deoarece lungimile de undă ale liniilor emise de un arc deschis nu au suficientă stabilitate.

În locul arcului, drept sursă de lumină se folosește un catod cilindric sau o lampă cu metale halogenice, excitată de un generator de microunde (lampa lui Meggers, v. p. 308—309).

Lungimile de undă ale unui întreg șir de linii ale fierului au fost măsurate în trei laboratoare, abaterile lor nedepășind de obicei $5\cdot10^{-4}-10^{-3}$ Å. Aceste linii sînt recomandate ca etaloane secundare de clasa B. Foarte comode sînt și

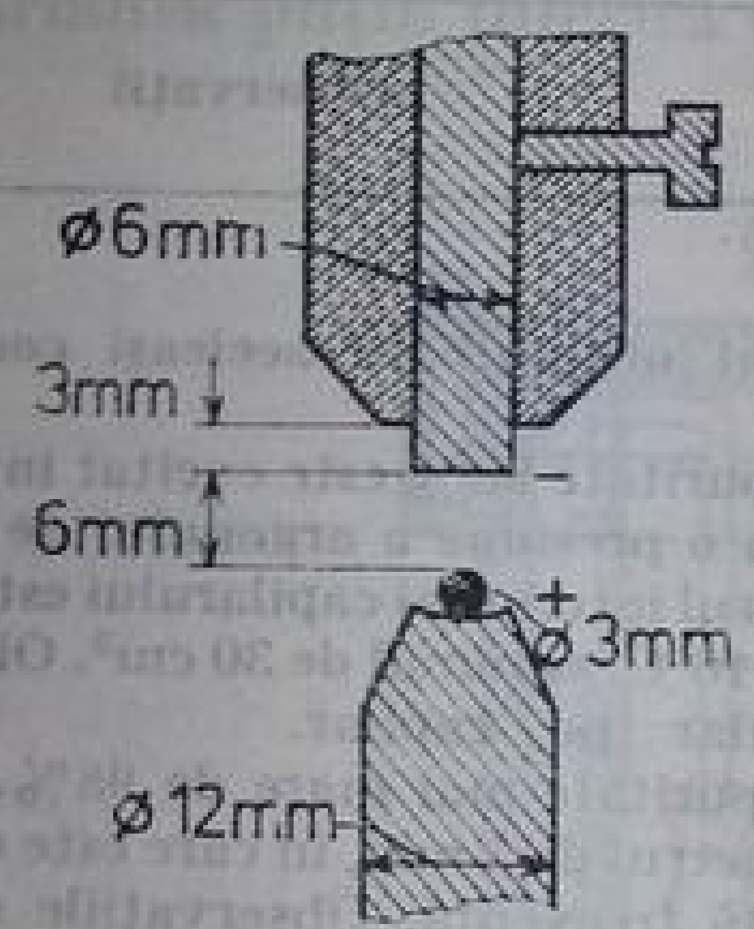


Fig. 11.2. Arcul Pfund.

etaloanele secundare alese din spectrul toriului. Aceste etaloane și altele sînt date în tabelele 11.3 și 11.4. Aici sînt grupate liniile determinate în cîte două-trei laboratore, care prezintă abateri de pînă la $5\cdot10^{-4}$ Å.

Tabelul 11.3

Lungimile de undă ale etaloanelor din clasa B, din spectrul fierului, Å (sînt date în vid) [11.2, 11.3]

5617, 2023	5372, 9828	5217, 7257	5135, 1193	4467, 8036
5588, 3067	5285, 0907	5206, 0310	5111, 8365	4462, 9045
5457, 1255	5283, 2593	5173, 0359	4921, 8753	4428, 5525
5436, 0342	5268, 0206	5170, 3373	4872, 6776	4416, 3621
5431, 2055	5234, 3968	5168, 9272	4529, 8831	4377, 1586
4326, 9779	4272, 9623	4006, 3739	3729, 0793	
4316, 2973	4261, 6726	3957, 7966	3744, 4256	
4309, 1131	4217, 3702	3904, 0509	3734, 3784	
4300, 4432	4203, 2121	3873, 5984	3688, 5057	
4283, 6076	4072, 8868	3814, 0460	3571, 1157	

Tabelul 11.4

Lungimile de undă ale etaloanelor din clasa B, în spectrul toriului Å (sînt date în vid) [11.5, 11.6] Pentru $\lambda\leqslant3000$ Å sînt incluse liniile ale căror abateri ajung pînă la 0,001 – 0,0015 Å

6664,1090	5854,3040	5259,8245	4664,5076	4216,0156	3819,7692	3593,8041	3375,9439
6595,7610	5805,7508	5232,6159	4596,7074	4194,1980	3814,1497	3585,1983	3359,5671
6593,3055	5726,9770	5178,4025	4494,5941	4179,2374	3804,1547	3568,2822	3352,1916
6492,5313	5708,6867	5116,4697	4483,4270	4166,9403	3782,0402	3553,4159	3338,8302
6459,0677	5641,3115	5003,4922	4459,2431	4133,9191	3772,4418	3545,0303	3331,4345
6263,1496	5616,8790	4941,0205	4404,1637	4128,5760	3743,9872	3519,4094	3326,0772
6208,9379	5588,5778	4921,1890	4392,3440	4019,5789	3720,4925	3512,1612	3325,7090
6193,6187	5580,9077	4896,3215	4383,0916	4101,4984	3702,0321	3434,9829	3305,1894
6184,3327	5549,7170	4866,8360	4367,1573	4095,9028	3683,5345	3422,1909	3288,7360
6153,6958	5540,8000	4864,5307	4332,0619	4037,1879	3643,2867	3413,9918	3170,2453
6050,7259	5500,7836	4842,1951	4319,6305	4013,6293	3633,8655	3406,5347	3155,2412
6008,7362	5418,9916	4809,3878	4308,3878	3995,6786	3623,8281	3397,7022	2920,6956
5976,7207	5409,1569	4705,3060	4293,0177	3968,5144	3616,1634	3393,0085	2888,6647
5975,3199	5388,1087	4687,5060	4258,6944	3906,2924	3613,4574	3386,5033	2761,2064
5887,3329	5328,4574	4669,4788	4236,6562	3829,4708	3599,1462	3381,8203	2651,3722

Pentru majoritatea lucrărilor în care nu sînt necesare determinări de înaltă precizie se pot folosi, ca şi pînă acum, arcul Pfund şi etaloanele de lungimi de undă măsurate pentru aer, care sînt date în bibliografie [11.9—11.13]. O analiză a situaţiei actuale a problemei etaloanelor este făcută de Edlen [11.4].

§ 2. INFLUENŢA REFRACŢIEI AERULUI ASUPRA MĂSURĂRII LUNGIMILOR DE UNDĂ

Relaţia dintre lungimile de undă în aer şi în vid. Lungimile de undă în aer sînt legate de valorile pe care le au în vid prin relaţia

$$\lambda_{aer} = \lambda_{vid}/n \tag{11.1}$$

sau

$$\Delta\lambda \equiv \lambda_{vid} - \lambda_{aer} = (n-1)\lambda_{aer}, \tag{11.2}$$

n fiind indicele de refracţie al aerului. Cea mai exactă formulă pentru refracţia $(n-1)$ a aerului cu compoziţie standard şi în condiţii standard a fost dată de Edlen 11.7 (λ în μm).

$$(n-1)\cdot 10^6 = 272{,}599 + \frac{1{,}5358}{\lambda_{vid}^2} + \frac{0{,}01318}{\lambda_{vid}^4}. \tag{11.3}$$

Dependenţa refracţiei aerului de lungimea de undă este reprezentată în figura 11.3. În aceeaşi figură sînt reprezentate şi valorile lui $\Delta\lambda$.

Măsurarea lungimilor de undă în condiţii care se deosebesc de condiţiile standard. După cum se ştie, indicele de refracţie al aerului depinde de temperatură, de presiunea şi de compoziţia lui. Din această cauză, în cazul măsurării unor lungimi de undă în condiţii care se deosebesc de condiţiile standard, este necesar să se introducă corecţiile corespunzătoare.

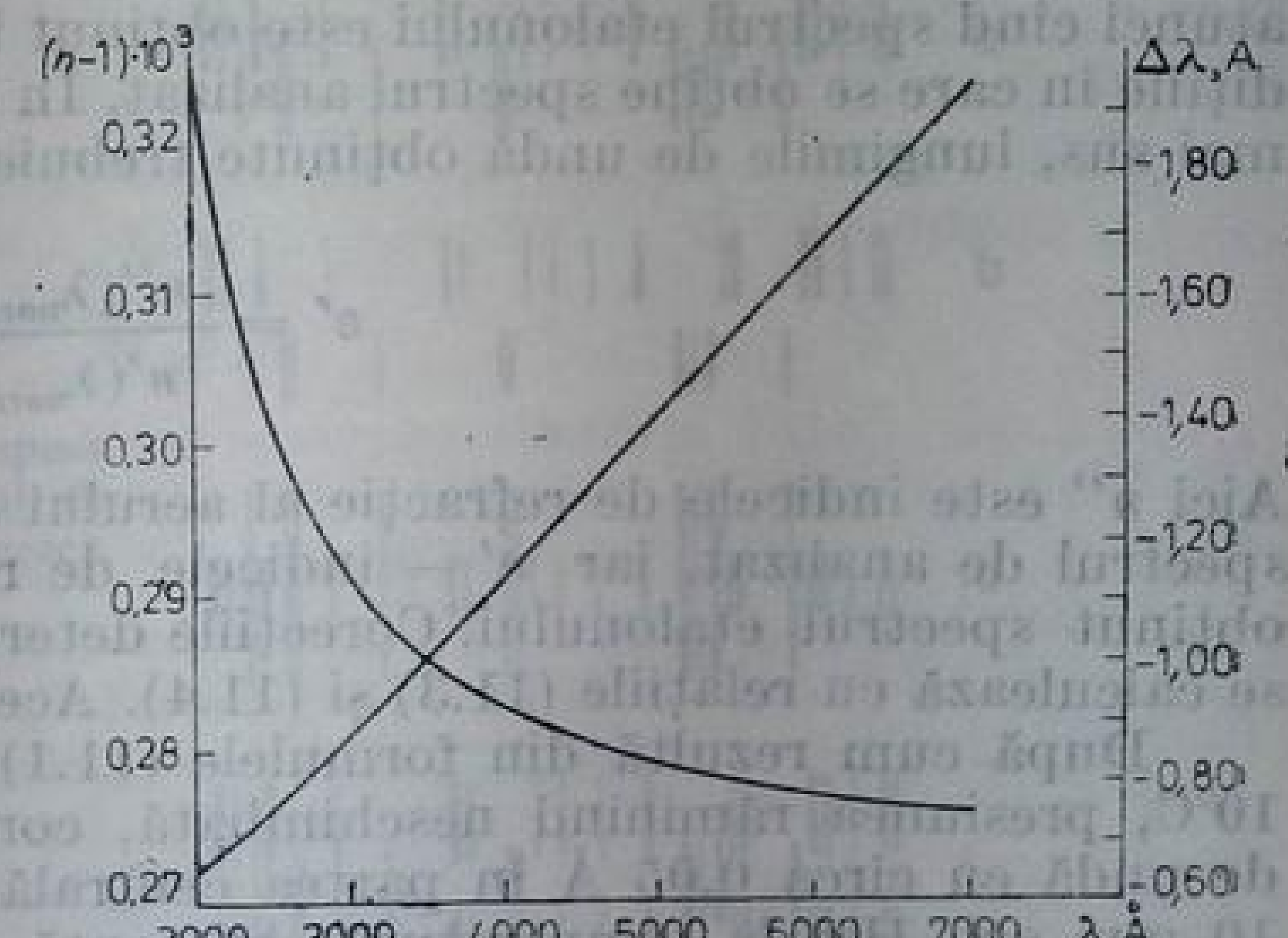


Fig. 11.3. Dependenţa refracţiei aerului şi a mărimii $\Delta\lambda$ de lungime de undă.

Corecţia pentru indicele de refracţie, în cazul în care compoziţia aerului şi condiţiile nu sînt cele standard, se poate calcula cu ajutorul relaţiei [11.8].

$$\Delta n = \frac{c}{1 + 0{,}00348(t-15)}, \tag{11.4}$$

în care

$$c = \left(0{,}9845 + \frac{5{,}75 \cdot 10^{-11}}{\lambda_{\text{vid}}^2}\right)(t - 15) + \left(0{,}3588 + \frac{2{,}17 \cdot 10^{-11}}{\lambda_{\text{vid}}^2}\right)(p - 760) -$$

$$- \left(0{,}052 - \frac{4{,}5 \cdot 10^{-12}}{\lambda_{\text{vid}}^2}\right) f + \left(0{,}0145 + \frac{1{,}1 \cdot 10^{-12}}{\lambda_{\text{vid}}^2}\right)(k - 3).$$

În aceste relații λ este dat în cm, t este temperatura, în °C, p — presiunea, în mm col. Hg, k — conținutul în CO_2 în procente ori 100, f — umiditatea absolută, în mm col. Hg.

În măsurătorile curente lungimea de undă a liniei studiate este comparată cu lungimile de undă ale etaloanelor celor mai apropiate. Dacă spectrul etaloanelor și spectrul studiat sînt obținute concomitent, în condiții strict identice, atunci trebuie să se țină cont numai de variația mărimii $n(\lambda)/n(\lambda_{\text{norm}})$ în raport cu aceeași mărime în condiții standard, adică lungimea de undă obținută trebuie înmulțită cu factorul

$$z = \frac{n(\lambda)/n(\lambda_{\text{norm}})}{n_0(\lambda)/n_0(\lambda_{\text{norm}})}, \tag{11.5}$$

λ fiind lungimea de undă determinată, iar λ_{norm} — lungimea de undă a etalonului. Indicele „zero" se referă la condiții standard. Corecțiile corespunzătoare pot fi calculate cu ajutorul formulei (11.4). Aceste corecții nu depășesc de obicei 1—2 miimi de ångström, dacă etalonul se află față de linia măsurată la o diferență mai mică de cîteva sute de ångströmi, iar temperatura și presiunea din laborator se află în limitele 10—35°C și, respectiv, 700—780 mm col. Hg. Dacă se compară lungimile de undă ale liniilor care se află departe una de alta, erorile pot atinge sute de ångströmi. Această situație se poate întîlni cînd se compară linii care se suprapun în diferite ordine ale spectrelor de difracție.

Mult mai substanțiale sînt erorile de măsurare datorate refracției aerului, atunci cînd spectrul etalonului este obținut în condiții care se deosebesc de condițiile în care se obține spectrul analizat. În acest caz, în afară de corecțiile date mai sus, lungimile de undă obținute trebuie înmulțite cu factorul

$$z' = \frac{n''(\lambda_{\text{norm}})}{n'(\lambda_{\text{norm}})}. \tag{11.6}$$

Aici n'' este indicele de refracție al aerului în condițiile în care a fost obținut spectrul de analizat, iar n' — indicele de refracție în condițiile în care a fost obținut spectrul etalonului. Corecțiile determinate cu ajutorul factorului (11.6) se calculează cu relațiile (11.3) și (11.4). Aceste corecții pot fi foarte mari.

După cum rezultă din formulele (11.1) și (11.4), variația temperaturii cu 10°C, presiunea rămînînd neschimbată, corespunde unei deplasări a lungimii de undă cu circa 0,05 Å în partea centrală a spectrului. Variația presiunii cu 10 mm col. Hg, la temperatură constantă, duce la o deplasare a lungimii de undă cu aproximativ 0,02 Å.

De aceea, regula generală pentru orice măsurători de lungimi de undă trebuie să fie, pe cît posibil, obținerea concomitentă atît a spectrului de analizat, cît și a spectrului etalonului. Dacă din anumite cauze această condiție este imposibil de realizat, atunci este necesar ca ambele fotografieri să se efectueze în condiții strict controlate, pentru a putea fi introduse corecțiile necesare.

§ 3. MĂSURĂTORI FOTOGRAFICE ALE LUNGIMILOR DE UNDĂ

Spectrul de referință. În practica spectroscopică, pentru măsurători de lungimi de undă, este foarte des întîlnită înregistrarea fotografică a spectrului. Pentru măsurători se aplică metoda relativă de interpolare a lungimii de undă a liniilor măsurate între liniile spectrului de referință, care conține etaloane sau alte linii cu lungimi de undă bine măsurate. De cele mai dese ori ca spectru de referință se ia spectrul de arc al fierului, pentru care există o serie de atlase foarte bune. Uneori se folosesc spectrul hidrogenului, al cuprului, al argonului, al neonului și al altor elemente.

Este important că spectrul de referință să aibă un număr suficient de mare de linii în domeniul care ne interesează. Cu cît sînt mai apropiate liniile pentru care se face măsurarea lungimilor de undă față de liniile de comparat, cu atît determinările se pot face mai ușor și mai exact. Din această cauză, cel mai des folosit este spectrul bogat în linii al fierului. Din acest punct de vedere este încă și mai bun spectrul toriului.

Dacă se folosește însă un aparat spectral cu o putere de rezoluție mică, atunci spectrul fierului, și cu atît mai mult al toriului, nu va mai putea fi rezolvat de un astfel de aparat, așa încît trebuie apelat la spectre mai puțin bogate în linii.

Cel mai ușor se fac măsurătorile atunci cînd dispersia aparatului este constantă, așa cum se întîmplă aceasta în vecinătatea normalei rețele de difracție. În acest caz se poate aplica interpolarea liniară. Numai că de cele mai multe ori aparatele sînt alese după alte considerente, determinate de caracterul cercetării.

Pentru măsurători de înaltă precizie trebuie ca ambele spectre — atît cel de măsurat cît și cel de referință — să fie fotografiate astfel încît să se suprapună parțial sau în întregime. În acest scop se folosește o diafragmă Hartmann (v. fig. 4.11), care este plasată exact lîngă fanta aparatului stigmatic. Originile diafragmei trebuie să fie plasate astfel ca spectrele fotografiate prin aceste orificii să se suprapună parțial (fig. 11.4 a) încît nu există nici un spațiu între

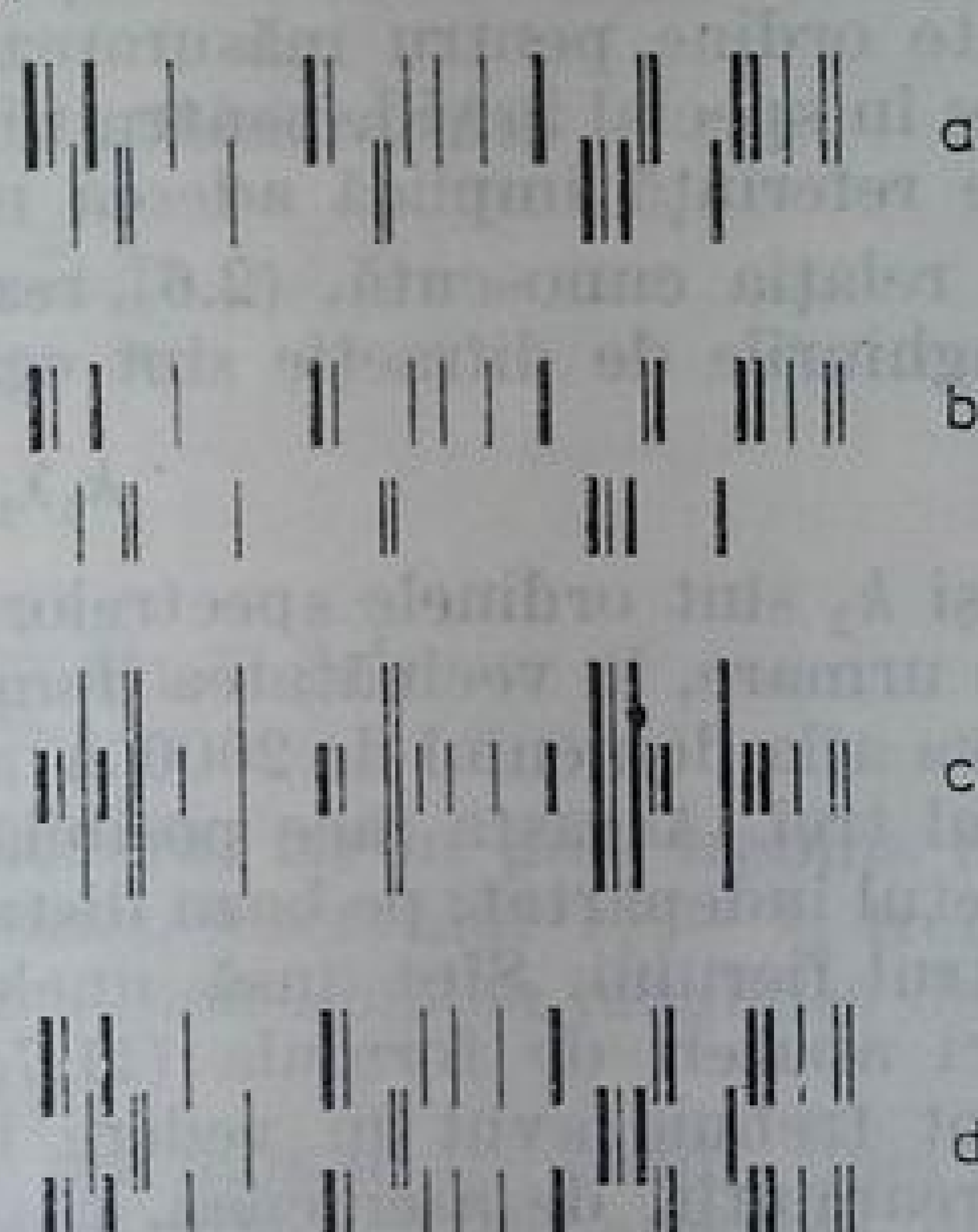


Fig. 11.4. Modurile în care pot fi dispuse spectrul de comparație și spectrul de cercetat : a, c, d — corect ; b — incorect.

ele (fig. 11.4 b). Dacă condițiile cercetării permit, atunci cel mai comod este ca spectrul de referință să se suprapună peste mijlocul celui de studiat (fig. 11.4c). Uneori spectrul de referință se fotografiază pe ambele părți ale spectrului de studiat (fig. 11.4 d). Deosebit de importantă devine problema aranjării reciproce corecte a spectrelor, în special în cazul în care imaginea fantei are o curbare

importantă. Existența în acest caz a unor spații între cele două spectre introduce erori în rezultatele măsurătorilor. Eroarea este cu atît mai mare, cu cît este mai mare curbarea fantei.

Utilizarea unei diafragme Hartmann este posibilă numai la aparatele în care alungirea liniilor, provocată de astigmatism, este mică în comparație cu înălțimea imaginii orificiului diafragmei Hartmann. De aceea, în general, această metodă de obținere a spectrelor de referință nu este convenabilă pentru spectrografele cu rețea de difracție concavă. Pentru obținerea spectrelor de referință cu spectrografele astigmatice, se folosesc diafragme mobile sau obturatoare așezate exact în fața peliculei fotografice.

Pentru a înlătura erorile datorate deplasării întîmplătoare ale pieselor spectrografului în timpul mișcării perdelei sau a diafragmei Hartmann, este bine să se fotografieze două spectre de comparație — pînă la fotografierea spectrului de studiat și după el. În afară de aceasta, diafragma Hartmann poate fi fixată, în apropierea fantei spectrografului, pe un suport separat, cuplat mecanic cu fanta. Și mai bine este ca, pentru studiile de precizie, să se fotografieze simultan ambele spectre — cel de studiat cît și cel de referință. Această operație este ușor de făcut, de exemplu, plasînd în fața fantei o prismă sau o oglindă pentru obținerea spectrului de referință. Dacă oglinda nu este așezată direct lîngă fantă, atunci se obține suprapunerea necesară a spectrelor.

Nu mai puțin importantă, pentru obținerea unor rezultate corecte, este o umplere la fel de bună a deschiderii active a spectrografului cu lumină de la două surse. Umplerea numai parțială a deschiderii active a spectrografului dă adesea un contur instrumental asimetric, al cărui maxim este deplasat față de maximul conturului obținut cînd deschiderea este umplută integral. Din acest punct de vedere, este firesc ca liniile de referință să fie excitate în aceeași sursă ca și ale spectrului de studiat. Oricum este de dorit ca sursa de studiat să conțină măcar cîteva linii cu lungimile de undă cunoscute. Determinîndu-le pe baza spectrului de referință, ne putem convinge că nu există surse de erori sistematice.

Utilizarea rețelelor de difracție permite folosirea suprapunerii spectrelor de diferite ordine pentru măsurarea lungimilor de undă. Acest procedeu este avantajos în special în vid, pentru ultraviolet și infraroșu, unde obținerea spectrului de referință implică adesea mari dificultăți.

Din relația cunoscută, (2.6), rezultă că pentru două lungimi de undă, λ_1 și λ_2, unghiurile de difracție sînt egale dacă

$$k_1\lambda_1 = k_2\lambda_2, \tag{11.7}$$

unde k_1 și k_2 sînt ordinele spectrelor.

Prin urmare, în vecinătatea domeniului de 4000 Å, al spectrului de ordinul întîi, se va afla domeniul de 2000 Å al celui de ordinul doi și de 1300 Å al celui de ordinul trei. Aceasta face posibilă măsurarea lungimii de undă a liniilor în ultravioletul îndepărtat, pe baza distanțelor lor față de etaloanele bine măsurate din spectrul fierului. Sînt însă unele indicii cu privire la existența posibilă a unor mici abateri de formula (11.7), legate de imperfecțiunea rețelelor [3]. Acest fapt trebuie avut în vedere în cazul măsurătorilor de înaltă precizie. Trebuie reamintit, de asemenea, că este absolut necesar să se țină seama de refracția în aer (v. p. 319), în cazul în care spectrele de diferite ordine, care se suprapun, sînt obținute în condiții ce diferă de condițiile standard.

Măsurarea lungimilor de undă după distanțele de pe placa fotografică. Pentru determinarea lungimii de undă a unei linii necunoscute, se măsoară distanțele de la ea pînă la două sau trei linii mai apropiate din spectrul de referință și, cu ajutorul formulelor de interpolare, se calculează lungimea de undă.

În procesul prelucrării chimice stratul de emulsie se deformează. Însă o deformare uniformă nu influențează precizia măsurătorilor, deoarece sînt deformate în același fel atît spectrul de cercetat, cît și spectrul de comparație. Erori de măsură introduc numai neuniformitățile de contracție a emulsiei. Peliculele fotografice prezintă deformări mai accentuate decît plăcile fotografice. Din această cauză se recomandă ca toate lucrările de înaltă precizie în măsurarea lungimilor de undă să se preia pe plăci fotografice. Pentru determinări importante nu trebuie folosite însă părțile periferice ale plăcilor, deoarece aici emulsia este mai neuniformă ca grosime. Erorile date de neuniformitățile de deformare a emulsiilor sînt cu atît mai mici, cu cît liniile de măsurat sînt mai apropiate de liniile de comparație.

Din nefericire, în unele cercetări folosirea peliculelor este inevitabilă fie din cauza lipsei plăcilor cu emulsia corespunzătoare, fie datorită curburii mari a suprafeței focale a aparatului. După cîte știm, nu s-au efectuat încă cercetări speciale privind această ultimă sursă de erori. Totuși, este sigur faptul că, pentru determinări cu o precizie de pînă la 0,1 Å, folosind spectrul fierului ca spectru de referință deformarea peliculei nu introduce erori importante. Pentru măsurători cu precizie de pînă la 0,01 Å, acest lucru trebuie verificat în fiecare caz concret, întrucît sortimentul de peliculă și regimul de prelucrare și de uscare pot avea o influență hotărîtoare cînd este vorba de deformații de ordinul micronului. Chiar întinderea neuniformă a peliculei în diferite porțiuni ale casetei pot produce, probabil, erori inadmisibil de mari. Măsurarea liniilor de control cu lungimi de undă cunoscute permite stabilirea prezenței erorilor sistematice de un anumit gen.

Interpolarea liniară. În cazul unei dispersii liniare constante a aparatului, pentru determinarea lungimii de undă a unei linii este suficient să se măsoare distanța dintre două linii cunoscute și distanța de la una dintre ele pînă la linia de măsurat.

În aceste condiții, fie n_1 și n_2 citirile aparatului de măsură în cazul fixării lui pe liniile cunoscute, cu lungimile de undă λ_1 și λ_2, iar citirea pe aparat cînd el este fixat pe linia de măsurat, $\lambda_x - n_x$.

Atunci, din condiția de constanță a dispersiei rezultă

$$\frac{\lambda_1 - \lambda_x}{n_1 - n_x} = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{n_1 - n_2}, \tag{11.8}$$

de unde

$$\lambda_x = \lambda_1 - \frac{n_1 - n_x}{n_1 - n_2}(\lambda_1 - \lambda_2). \tag{11.9}$$

Deoarece dispersia nu este strict constantă, iar în plus trebuie micșorate erorile datorate grosimii neuniforme a emulsiei, intervalul $\lambda_1 - \lambda_2$ trebuie ales, pe cît este posibil, mic. El trebuie ales astfel, încît linia cu lungimea de undă λ_x să se afle în interiorul intervalului $\lambda_1 - \lambda_2$.

Interpolarea liniară poate fi folosită nu numai în cazul unei dispersii liniare, ci și atunci cînd liniile de referință se află atît de aproape de cea de măsurat încît în intervalul $\lambda_1 - \lambda_2$ variația dispersiei să poată fi neglijată.

Pentru a aprecia mărimea admisibilă a intervalului $\lambda_1 - \lambda_2$, se poate utiliza următoarea regulă evidentă. Dacă în acest interval dispersia variază cu $K\%$, atunci valoarea erorii maxime pentru lungimea de undă a unei linii care se află în interiorul acestui interval nu depășește $K\%$ din mărimea lungimii de undă.

Prin urmare, dacă $\lambda_1 - \lambda_2 = 10$ Å, iar pe intervalul a 10 Å dispersia se modifică cu 2%, atunci eroarea maximă în determinarea lungimii de undă va fi 0,2 Å. Întrucît este importantă variația dispersiei numai pe jumătate din interval, practic eroarea este mai mică decît 0,1 Å.

Dacă nu se poate face interpolarea liniară, atunci se utilizează formule de interpolare mai complicate.

Formula lui Hartmann. În cazul aparatelor cu prismă, cele mai bune rezultate le dă formula lui Hartmann, care exprimă dispersia liniară a aparatului

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{n - n_0}. \tag{10.10}$$

În această formulă apar trei constante, n_0, C și λ_0, care se determină prin măsurarea a trei linii cu λ_1, λ_2 și λ_3 cunoscute. Înlocuind aceste valori și citirile corespunzătoare lor, n_1, n_2 și n_3, în formula (11.10) se obține un sistem de ecuații, a cărui rezolvare dă

$$\lambda_0 = \lambda_3 + \frac{\lambda_1 - \lambda_3}{1 - \dfrac{n_2 - n_3}{\lambda_2 - \lambda_3}\dfrac{\lambda_1 - \lambda_2}{n_1 - n_2}}, \quad n_0 = \frac{n_2 - n_3}{\lambda_2 - \lambda_3}(\lambda_3 - \lambda_0), \tag{11.11}$$

$$C = (\lambda_3 - \lambda_0)(n_3 - n_0).$$

Corectitudinea soluțiilor se verifică înlocuind valorile n_1, n_2 și n_3 în (11.10) precum și măsurînd una-două linii de control, care au lungimile de undă cunoscute.

Formula lui Hartmann, ca orice funcție de interpolare empirică, nu dă posibilitatea obținerii unei valori exacte a lui λ, deoarece aproximația este cu atît mai rea, cu cît este mai mare intervalul spectral pe care-l cuprinde formula. Gradul de aproximare depinde și de domeniul spectral și de materialul din care este confecționată prisma. Mărimea intervalului în care se poate folosi formula de interpolare depinde de precizia necesară în determinarea lungimilor de undă. De exemplu, în cazul unui spectrograf cu optica de cuarț, în intervalul de lungimi de undă 2300—3200 Å, erorile în determinarea lungimilor de undă cu ajutorul formulei de interpolare Hartmann atinge 2 Å.

Pentru a clarifica în ce măsură formula de interpolare dă precizia necesară, trebuie măsurate și calculate cu ea linii cu lungimi de undă cunoscute și efectuată o analiză a erorilor obținute.

Formula lui Hartmann dă rezultate mai bune dacă liniile de măsurat se află în interiorul intervalului $\lambda_1 - \lambda_3$, iar linia λ_2 se află aproximativ la mijloc, între λ_1 și λ_3. Dacă λ_2 se află lîngă λ_1 sau λ_3, atunci precizia de determinare a constantelor formulei scade foarte tare.

Interpolarea cu ajutorul unor arce de parabolă. În cazul obținerii unui spectru cu un aparat cu rețea de difracție (dar nu în jurul normalei la rețea) dispersia variază ca $1/\cos\varphi$. Segmente suficient de mari ale acestei funcții sînt bine aproximate printr-un arc de parabolă. Pentru determinarea ei, ca și în cazul precedent, trebuie alese trei linii cunoscute, λ_1, λ_2 și λ_3. Ele trebuie să se afle la distanțe egale una de alta, iar linia de măsurat trebuie să fie plasată în interiorul intervalului $\lambda_1 - \lambda_3$.

Ecuația care aproximează parabola se scrie sub forma

$$\lambda = \lambda_0 + Bn + Cn^2, \tag{11.12}$$

Măsurînd cele trei linii reper, λ_1, λ_2 şi λ_3, obţinem un sistem de trei ecuaţii liniare pentru determinarea mărimilor λ_0, B şi C

$$\lambda_1 = \lambda_0 + Bn_1 + Cn_1^2, \quad \lambda_2 = \lambda_0 + Bn_2 + Cn_2^2, \quad \lambda_3 = \lambda_0 + Bn_3 + Cn_3^2. \tag{11.13}$$

Ca şi în cazul formulei lui Hartmann, gradul de aproximare pe care îl dă parabola obţinută depinde de distanţa la care porţiunea de spectru măsurat se află faţă de normala la reţea şi de mărimea intervalului $\lambda_1 - \lambda_3$.

Dacă precizia de interpolare este insuficientă, atunci trebuie fie redus intervalul pe care-l cuprinde, fie să se mai aleagă, în interiorul intervalului dat, încă o linie de referinţă, iar funcţia de interpolare scrisă sub formă de polinom de gradul trei. Totuşi, se pare că este mai comod să se aleagă linii de referinţă suplimentare, micşorînd astfel intervalele, iar în interiorul fiecăruia dintre ele să se folosească parabola.

§ 4. APARATELE DE MĂSURĂ ŞI TEHNICA MĂSURĂTORILOR

Aparatele de măsură. Pentru măsurarea distanţelor dintre liniile spectrale se utilizează microscoape şi comparatoare de măsură. În microscoapele de măsură deplasarea tubului microscopului sau a spectrogramei de măsurat se realizează cu ajutorul unui şurub micrometric.

Valoarea deplasării se măsoară după numărul de rotiri ale şurubului. În figura 11.5 este reprezentat microscopul de măsură МИР—12. Spectrograma de măsurat se fixează pe măsuţa 1, microscopul 2 fiind deplasat prin rotirea tamburului 3. Numărul total de rotiri se citeşte pe scala 4. Sutimile de milimetru se citesc direct pe tambur. Precizia de măsurare este de 0,01 mm.

În comparatorul pentru măsurarea distanţelor se foloseşte o scală de precizie, plasată pe aceeaşi măsuţă ca şi spectrograma. Comparatorul Abbe are un microscop cu mărire variabilă, pentru examinarea spectrogramei, şi un alt microscop, cu mărire constantă, pentru examinarea scalei. În figura 11.6 este dat aparatul cel mai răspîndit la noi, ИЗА—2. Scala lui, în lungime de 150 mm este trasată pe sticlă. Valoarea unei diviziuni a scalei este de 0,1 mm.

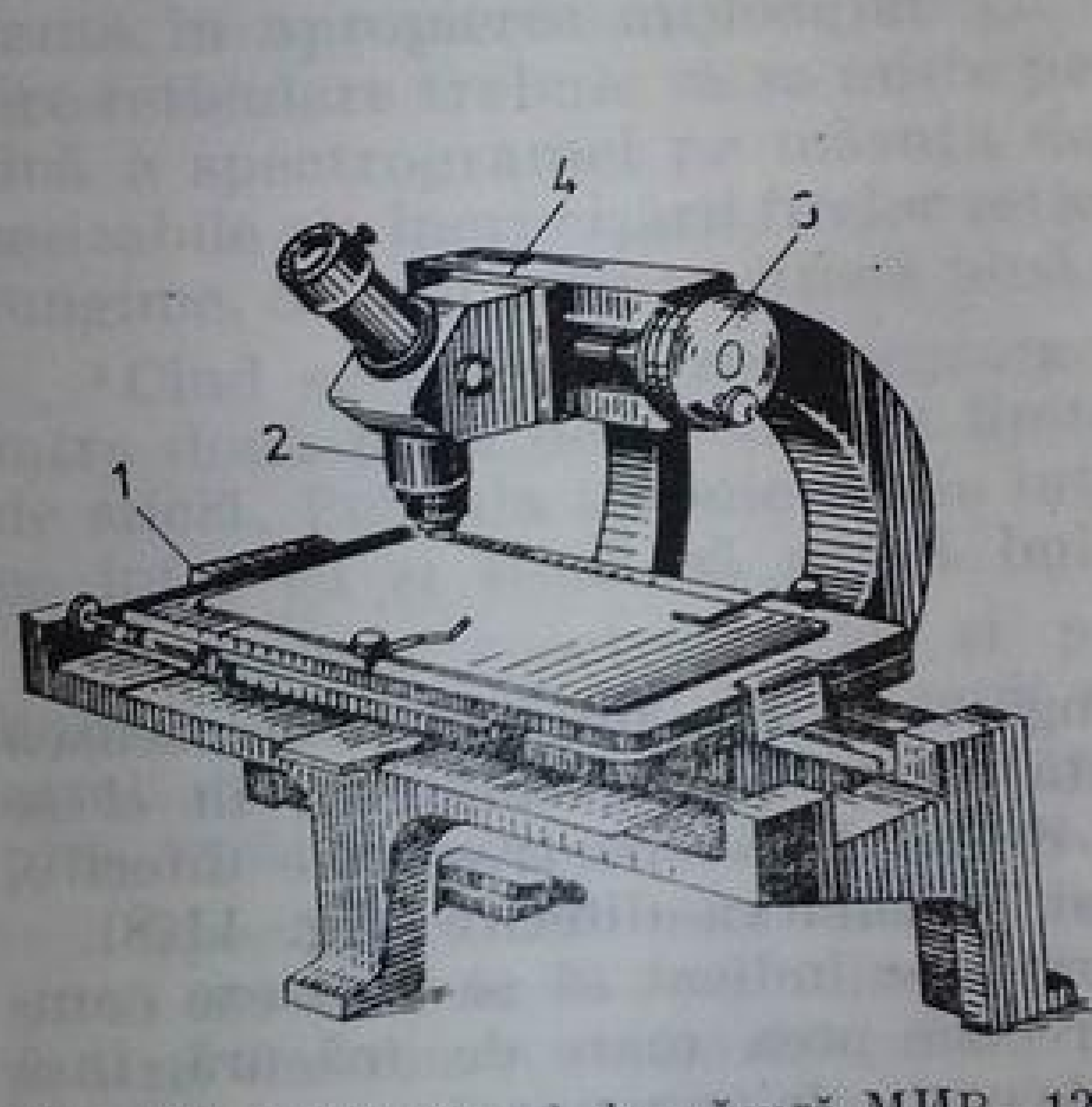


Fig. 11.5. Microscopul de măsură МИР—12.

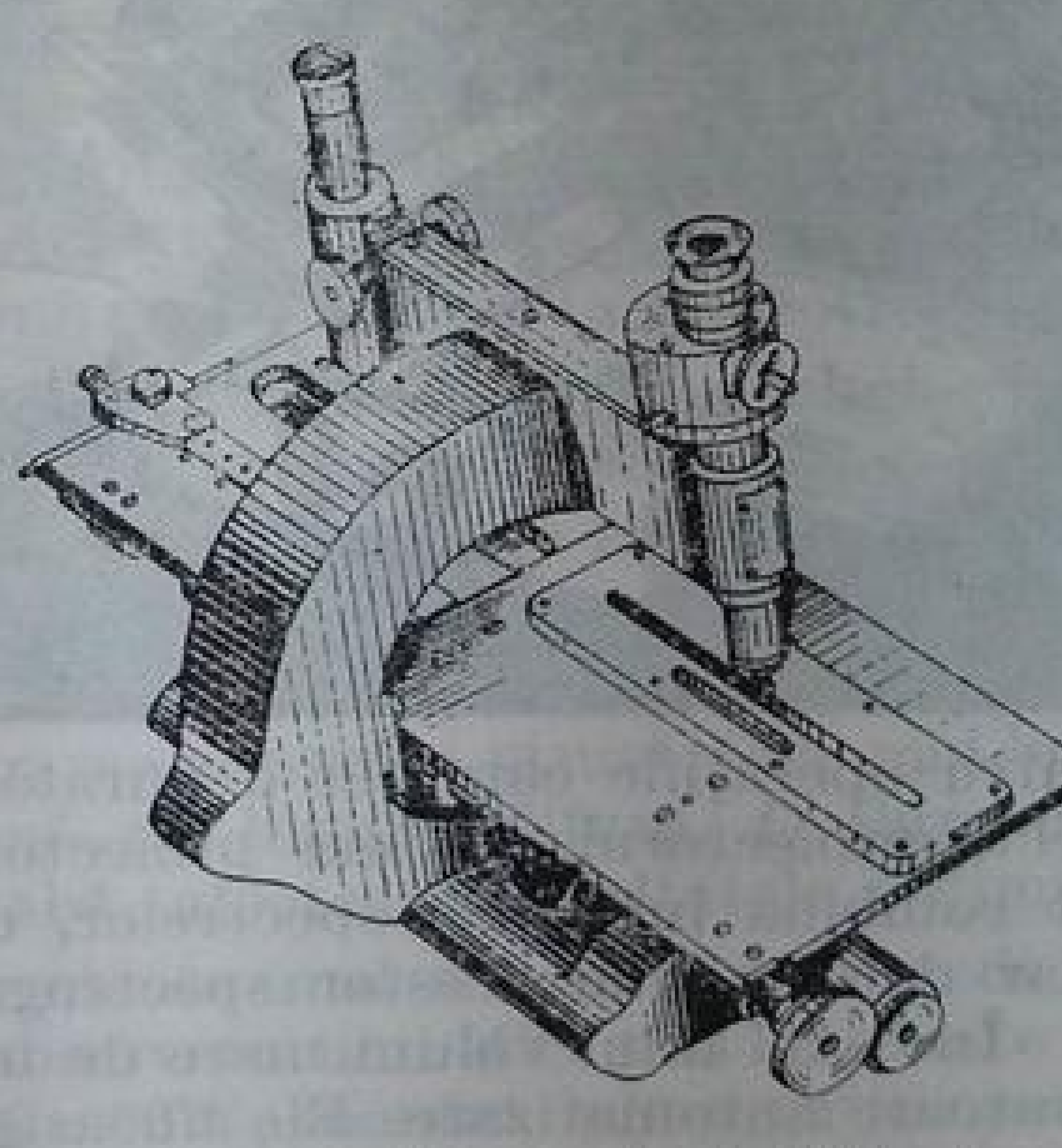


Fig. 11.6. Comparatorul ИЗА—2.

mm. Fiecare aparat este înzestrat cu un tabel al corecţiilor scalei. Pentru efectuarea corecţiilor termice, în apropierea scalei este fixat un termometru. Măsuţa care susţine scala şi spectrograma este deplasată grosier cu mîna. Deplasările fine se fac cu un şurub micrometric, care însă nu are rolul de a măsura. Milimetrii şi zecimile de milimetru se citesc direct pe scală, iar sutimile şi miimile de milimetru, cu ajutorul unui micrometru ocular, cu care este prevăzută scala microscopului. Cu ajutorul unui asemenea aparat se pot măsura distanţele dintre linii cu o precizie de 1—2 μm.

Uneori, pentru determinarea lungimilor de undă nu este necesar un aparat special de măsură. Dacă, cu ajutorul unui spectroproiector se obţine pe ecran o imagine a spectrului mărită de 15—20 de ori, atunci, pentru măsurarea distanţei dintre linii, este suficientă o scară milimetrică bună. În acest caz pot fi măsurate numai liniile foarte apropiate între ele. Distanţa maximă este determinată de cîmpul vizual al spectroproiectorului, fiind de 10—20 mm. Trebuie să se controleze dacă nu cumva distorsiunea obiectivului produce abateri prea mari ale scării de reprezentare. În figura 11.7 este reprodusă fotografia spectroproiectorului SP—2 (Zeiss).

Deseori este suficientă ca precizie şi interpolarea vizuală a lungimii de undă a liniei de măsurat, dacă aceasta se află între două repere apropiate. Folosind spectrul fierului ca spectru de comparaţie, în majoritatea cazurilor se pot determina, în acest fel, lungimile de undă cu o precizie de 0,1—0,3 Å, suficientă de obicei pentru problemele legate de identificarea liniilor spectrale. Pentru astfel de măsurători este utilă şi o lupă cu scală de măsură; totuşi,

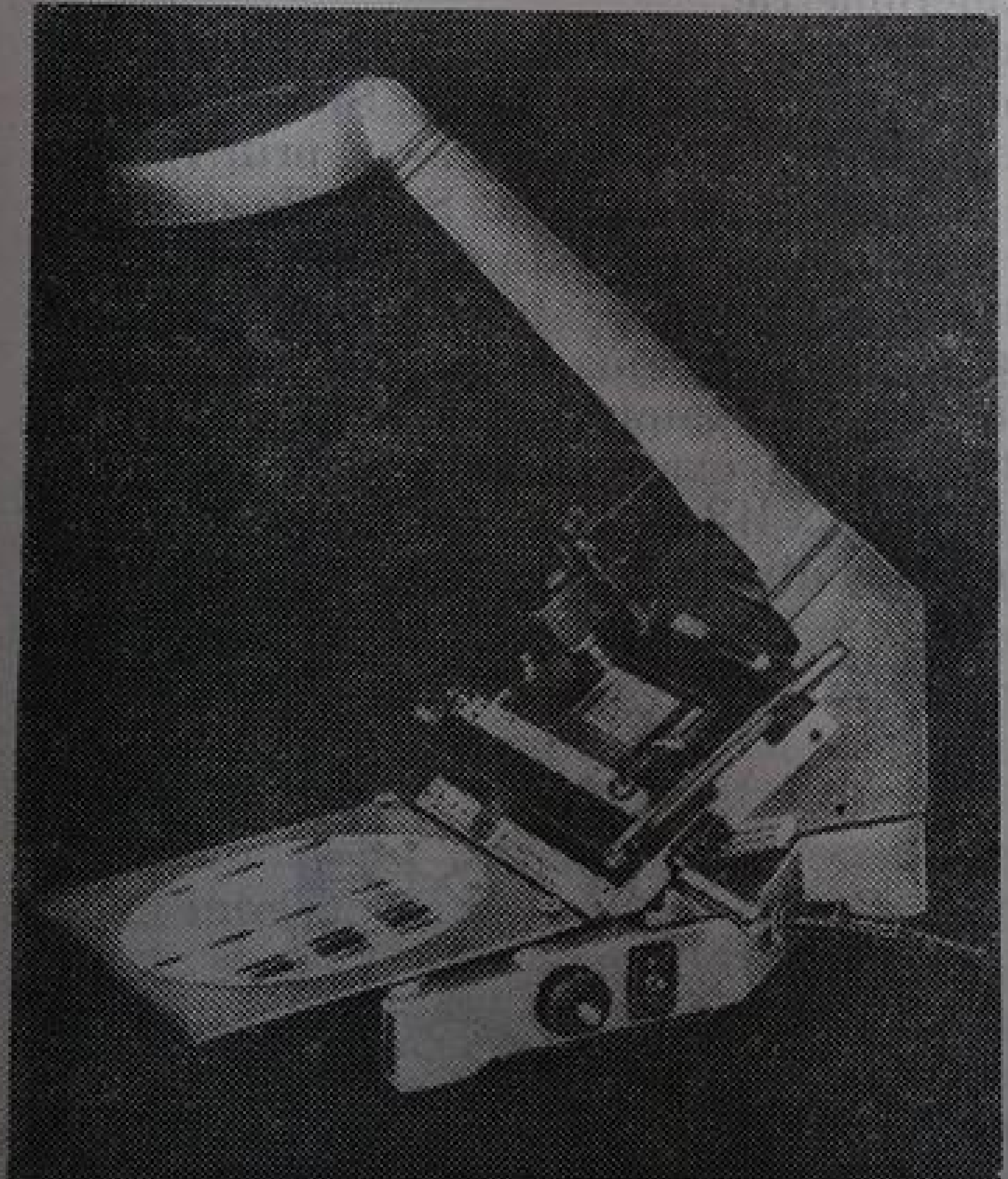


Fig. 11.7. Spectroproiectorul SP—2 (Zeiss).

pentru operaţiile care cer o durată mai lungă este mai bine să se folosească spectroproiectorul. Dublul proiector prezintă avantajele cunoscute; în el se pot combina imaginile spectrelor, obţinute de la două spectrograme diferite, chiar dacă scările acestor spectrograme sînt întrucîtva diferite (fig. 11.8).

În cazul unui volum mare de măsurători, este indicat să se utilizeze comparatoare automatizate. Ele nu asigură o precizie prea mare de măsură, însă permit măsurarea relativ rapidă a lungimilor de undă ale unui număr mare de linii.

Fixarea și iluminarea spectrogramei. Spectrograma trebuie să fie astfel fixată încît deplasarea spectrului în cîmpul vizual să se producă în direcția de dispersie a aparatului. Aceasta se realizează fixînd firul reticular orizontal sau încrucișarea de fire a ocularului pe extremitățile liniilor spectrale sau pe

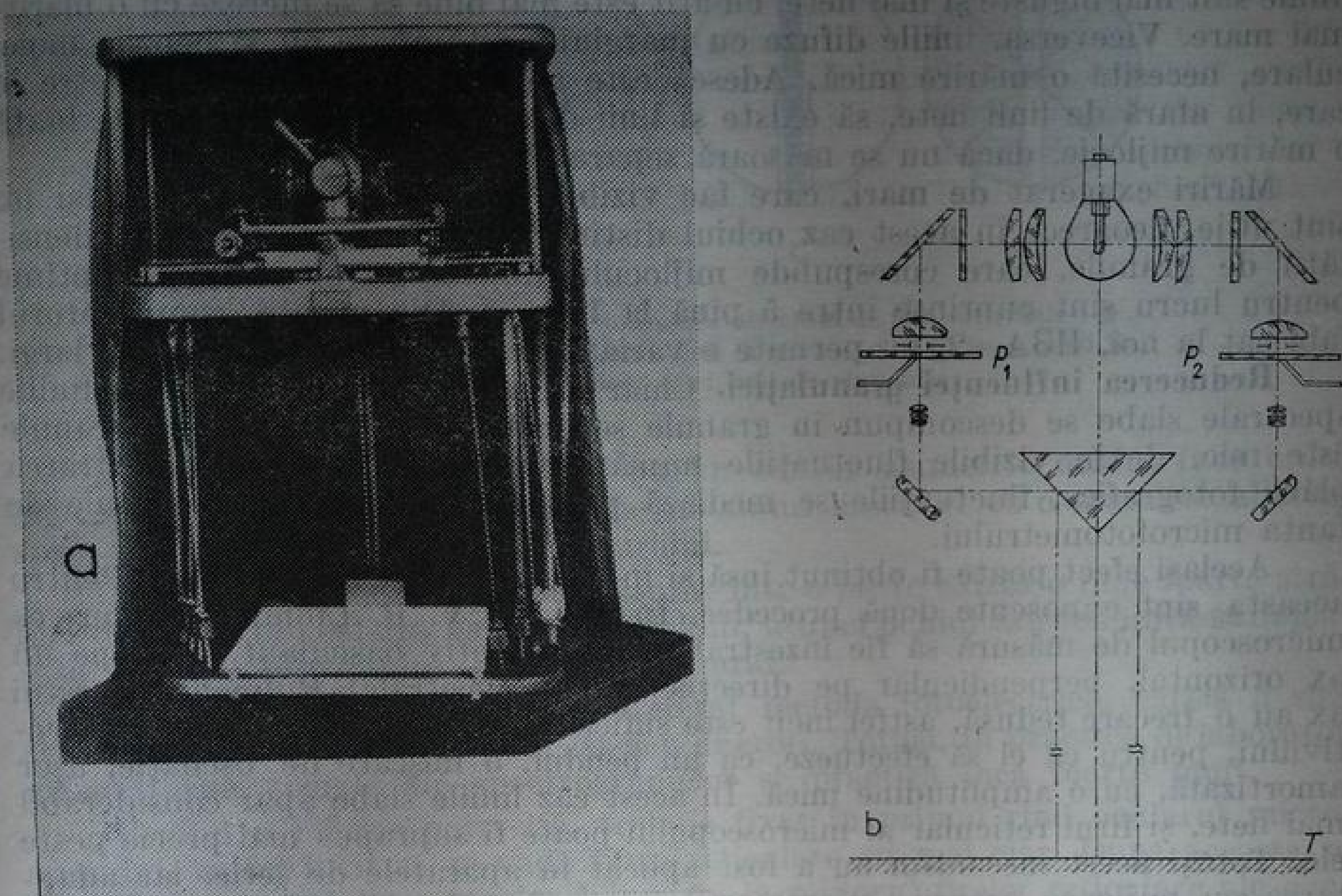


Fig. 11.8. Aspectul exterior (a) și schema optică (b) a spectroproiectorului dublu ДСП—1 : P_1 și P_2 — plăci fotografice ; T — ecran.

linia albă orizontală din spectru, care apare deseori, fiind dată de firele de praf de pe fantă. Cîteodată este recomandabil, pentru ca să se obțină în mod special această linie, să se fixeze pe fanta aparatului un fir subțire care să intersecteze fanta în apropierea mijlocului ei. Prin deplasarea măsuței, încrucișarea de fire reticulare trebuie să se miște pe orizontala pe care a fost fixată. Prin rotirea fină a spectrogramei pe măsuța de lucru se ajunge la înlăturarea deplasărilor sesizabile ale încrucișării firelor reticulare, pe verticală, cînd se parcurge întreaga lungime, de la marginea stîngă pînă la extremitatea din dreapta a spectrogramei.

Cînd se măsoară spectrograme obținute pe pelicule, acestea trebuie fixate între două plăci de sticlă sau lipite cu un clei transparent pe o placă suport de sticlă. Pelicula trebuie să fie întinsă pe sticlă pe întreaga sa suprafață, fără ca între ea și sticlă să apară bule de aer.

Imaginea spectrogramei și precizia focalizării microscopului exact pe linia de studiat depind foarte mult de iluminarea cîmpului vizual. Cele mai bune rezultate se obțin prin iluminarea uniformă cu lumină difuză. O iluminare prea strălucitoare sau, din contra, prea slabă, afectează rezultatele obținute.

Spectrogramele mai dense trebuie iluminate mai intens. Lumina de la sursă nu trebuie să cadă direct în ochiul observatorului. Cel mai bine este ca pentru iluminare să fie folosit un bec de 40—60W, montat într-o cutie opacă, al cărei perete frontal să fie din sticlă opalescentă. Un filtru galben suplimentar

în sursa de lumină face să crească într-o anumită măsură contrastul perceput al tabloului și permite o precizie mai mare la măsurarea exactă a liniilor slabe.

Stabilirea mărimii. Există o anumită mărire optimă, pentru care precizia de focalizare a microscopului pe linia de cercetat este cea mai bună. Cu cît liniile sînt mai înguste și mai nete, cu atît este mai bine să se lucreze cu o mărire mai mare. Viceversa, liniile difuze cu marginile estompate cît și benzile moleculare, necesită o mărire mică. Adesea este necesar să se măsoare spectre în care, în afară de linii nete, să existe și linii difuze. În acest caz trebuie luată o mărire mijlocie, dacă nu se măsoară separat liniile nete de cele difuze.

Măriri exagerat de mari, care fac vizibilă granulația emulsiei, iarăși nu sînt utile, deoarece în acest caz ochiul distinge cu dificultate maximul densității de granule, care corespunde mijlocului liniei spectrale. Măririle optime pentru lucru sînt cuprinse între 5 pînă la 100 ori. Din păcate, comparatorul fabricat la noi, ИЗА—2, nu permite o variație a măririi, în limite atît de largi.

Reducerea influenței granulației. Chiar în cazul unor măriri mici, liniile spectrale slabe se descompun în granule separate. Cînd numărul de granule este mic, devin vizibile fluctuațiile numărului lor. Prin microfotometrarea plăcii fotografice, fluctuațiile se mediază pe distanța decupată din linie de fanta microfotometrului.

Același efect poate fi obținut însă și în cazul observațiilor vizuale. Pentru aceasta sînt cunoscute două procedee. În anii '30 V. P. Linnik a propus ca microscopul de măsură să fie înzestrat cu un obiectiv basculant, fixat pe un ax orizontal, perpendicular pe direcția liniilor spectrale. Rulmenții acestui ax au o frecare redusă, astfel încît este suficientă o ușoară balansare a obiectivului, pentru ca el să efectueze, ca un pendul, o mișcare de oscilație, ușor amortizată, cu o amplitudine mică. În acest caz liniile slabe apar considerabil mai nete, și firul reticular al microscopului poate fi suprapus mai precis peste ele. Totuși acest mecanism nu a fost aplicat în aparatele de serie, iar adaptarea cu mijloace proprii a microscopului este destul de dificilă. La același rezultat se poate ajunge prin astigmatizarea sistemului optic al unui microscop obișnuit. În acest scop, se poate fixa o lentilă cilindrică pe obiectiv sau pe ocular. Se pot folosi lentile pozitive sau negative cu axa orientată de-a lungul dispersiei. Distanța focală a acestor lentile se alege astfel încît imaginile punctelor să se suprapună pe o distanță de 0,1 —0,3 mm a liniei spectrale. Nu este avantajos ca lentilele să introducă un astigmatism prea mare, întrucît marginile liniilor se estompează prea tare, fiind posibilă diminuarea puterii de separare, datorită curbării liniilor spectrale precum și a aberațiilor introduse de o lentilă cilindrică simplă.

Pentru comparatorul ИЗА —2 este comodă montarea pe obiectiv a unei lentile cilindrice pozitive cu distanța focală de 20 —30 cm.

Tehnica măsurătorilor. Pentru măsurarea corectă a poziției unei linii este necesar ca ea să poată fi așezată într-un mod reproductibil față de poziția microscopului.

În acest scop, în ocular există un sistem de fire reticulare, cu ajutorul cărora se realizează fixarea liniei. În diferite tipuri de microscoape firele reticulare sînt așezate diferit. Cel mai des întîlnit este sistemul reprezentat în figura 11.9a. Experiența arată că o linie întunecată îngustă se fixează mai exact între două fire pe mijloc, decît pe mijlocul unuia dintre ele. De aceea, fixarea se realizează așa cum este arătat în figurile 11.9b și 11.9c. Cu cît linia de măsurat este mai lată, cu atît distanța dintre liniile ocularului trebuie să fie mai mare. Aceasta permite o fixare ușor de realizat a liniei, lăsînd de ambele părți ale ei benzi luminoase simetrice. Liniile de absorbție sînt ușor de măsurat, fixînd

unul din fire pe mijlocul lor. Uneori este mai comod să se folosească încrucișarea firelor, așezate la 45° față de linii (fig. 11.9d). Liniile (de obicei de absorbție) se suprapun cu centrul încrucișării.

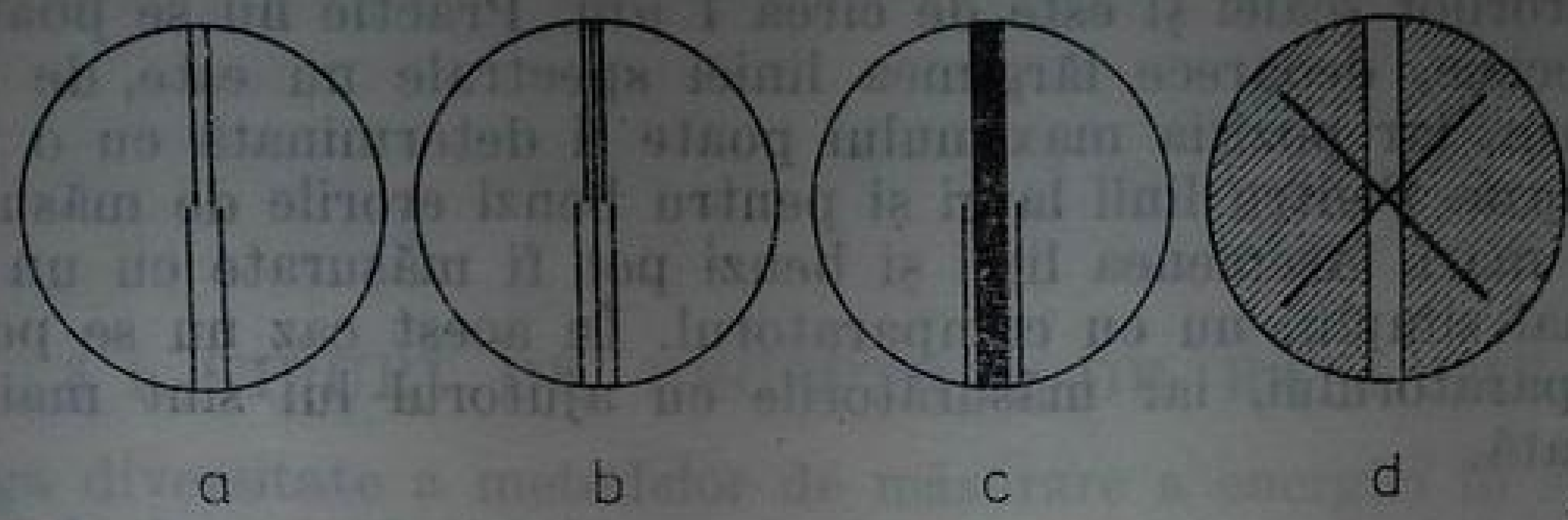


Fig. 11.9. Suprapunerea unei linii peste sistemul de fire reticulare : a — firele ocularului ; b — fixarea unei linii înguste ; c — fixarea unei linii largi ; d — fixarea unei linii de absorbție.

În cazul măsurării unor linii cu un contur asimetric ochiul face erori, iar reperarea vizuală nu se face pe maximul liniei, ci cu o anumită abatere spre marginea mai netă a conturului.

Dacă în apropierea liniei de măsurat într-o parte există o linie foarte strălucitoare, iar în cealaltă parte nu sînt linii, atunci ochiul are tendința să deplaseze poziția maximului liniei de măsurat.

Aceste motive fac să fie de preferat metoda fotoelectrică, căreia îi sînt străine, într-o mare măsură, acest gen de erori. Totuși, în practica de laborator măsurătorile vizuale ale spectrogramelor se practică încă foarte mult.

Alegînd o mărire potrivită, trebuie fixat în primul rînd ocularul microscopului, astfel încît să se vadă firele reticulare cît mai clar. După aceasta se fixează o anumită linie spectrală îngustă la mijlocul firelor reticulare ale ocularului și, deplasînd tubul microscopului pe direcția axei optice se obține imaginea cea mai clară a liniei spectrale. Dacă planul firelor și imaginile liniilor nu coincid, atunci la o deplasare mică a ochiului față de ocular, firul se va deplasa față de linie. Această deplasare de paralaxă se înlătură ușor, modificînd focalizarea microscopului.

Observatorii care suferă de miopie sau de hipermetropie nu prea avansate nu au nevoie să poarte ochelari ; corecția necesară a defectelor ochiului se realizează prin focalizarea ocularului.

Măsurarea distanțelor dintre linii se efectuează mutînd succesiv microscopul pe liniile de măsurat și pe liniile reper.

În cazul lucrului cu microscopul de măsură trebuie adus microscopul spre linie totdeauna din aceeași parte, pentru a exclude eroarea datorată mersului în gol a șurubului. Dacă se lucrează cu un comparator, această operație nu mai este necesară. După deplasarea microscopului, pentru a parcurge spectrul într-o anumită direcție, se dereglează microscopul și se efectuează apoi o nouă măsurare în sens invers. Dacă este necesar să se micșoreze erorile întîmplătoare ale rezultatului, o asemenea operație se repetă de 3—5 ori sau chiar de mai multe ori.

Nu este nevoie ca fiecare linie să fie măsurată de cîteva ori la rînd. În apropierea fiecărei linii există fire de praf și alte particularități locale ale spectrogramei. Cînd se repetă punerea la punct pe o anumită linie, ochiul înregistrează cîmpul vizual, încît punerea la punct ulterioară este fără voie dependentă

de cea precedentă. Cînd însă repetăm punerea la punct după parcurgerea întregului spectru, amintirea imaginii tabloului văzut se șterge, iar toate punerile la punct practic sînt independente una de alta.

Eroarea minimă cu care se pot măsura distanța dintre linii se determină cu ajutorul erorilor scalei și este de circa 1 μm. Practic nu se poate atinge o asemenea precizie, deoarece lărgimea liniei spectrale nu este, de obicei, mai mică de 10 μm, iar poziția maximului poate fi determinată cu o precizie de pînă la 2—3 μm. Pentru linii largi și pentru benzi erorile de măsurare pot fi cu mult mai mari. Asemenea linii și benzi pot fi măsurate cu un microscop de măsură mai simplu, nu cu comparatorul. În acest caz nu se poate atinge precizia comparatorului, iar măsurătorile cu ajutorul lui sînt mai dificile și mai de durată.

Capitolul 12

MĂSURĂTORI ENERGETICE ÎN SPECTRU

§ 1. TIPURI DE RECEPTORI DE RADIAȚIE

Întreaga diversitate a metodelor de măsurare a energiei în spectre poate fi clasificată în funcție de felul receptorilor de energie radiantă utilizată. Cea mai veche metodă este cea vizuală; receptorul de radiație este ochiul, iar mijlocul principal de măsurare cantitativă îl constituie stabilirea vizuală a egalității strălucirilor a două cîmpuri fotometrice: standard și de măsurat. Unul dintre cele două cîmpuri este atenuat cu ajutorul filtrelor sau a dispozitivelor de polarizare. În prezent metodele vizuale se folosesc rar. Dintre neajunsurile lor putem enumera limitarea domeniului spectral numai la partea vizibilă, dependența preciziei de măsurare de strălucirea cîmpurilor, de regiunea spectrului, de calificarea și de starea fiziologică a observatorului, imposibilitatea înregistrării rezultatelor sub formă de document (spectrogramă sau registrogramă), după care să se poată reproduce și verifica rezultatele obținute. Totodată, oboseala pînă la epuizare cît și nocivitatea produse de aceste măsurători fotometrice vizuale au contribuit, probabil, la abandonarea lor în favoarea altor metode.

De fapt se pare că în prezent cea mai răspîndită este metoda fotografică, în care receptorul de radiație este emulsia fotografică.

În ultimii ani se dezvoltă într-un ritm foarte rapid metodele fotoelectrice de măsurători energetice. De cele mai dese ori sînt folosiți receptorii cu efect fotoelectric extern — celulele fotoelectrice și fotomultiplicatorii. O răspîndire mult mai mică au căpătat-o atît fotorezistențele cît și celulele fotoelectrice cu strat de baraj. Domeniul principal de utilizare al acestora din urmă îl constituie spectroscopia infraroșului apropiat.

Destul de recent, în practica cercetărilor spectrale au început să fie introduse fotodiodele — fotoelemente cu strat de baraj, cărora li se aplică o tensiune de la o sursă externă de t.e.m. Datorită sensibilității mari a fotodiodelor, dimensiunilor lor mici, caracteristicilor de timp foarte bune și simplității în exploatare, acești receptori vor căpăta, probabil, într-un viitor apropiat, o largă aplicare în spectroscopie. În afară de fotodiode se realizează și fototriode sau fototranzistori, a căror particularitate constă în amplificarea internă a curentului fotoelectric.

Toți acești receptori de radiație, enumerați aici, sînt selectivi, adică sensibilitatea lor depinde într-o măsură de lungimea de undă a radiației incidente.

Există și receptori neselectivi al căror răspuns depinde numai de mărimea fluxului de energie incident pe receptor.

Principalul receptor de acest tip este termocuplul. Pentru inlăturarea selectivității și mărirea sensibilității, suprafața termocuplului se înnegrește, iar sudarea contactelor se face în vid. Dimensiunile foarte mici ale termocuplelor le conferă o inerție relativ mică (pînă la $10^{-2} - 10^{-3}$ s).

Un alt receptor neselectiv este termometrul cu rezistențe electrice sau bolometrul, a cărui funcționare se bazează pe variația rezistenței unui strat

de metal sau de semiconductor în funcție de încălzirea pe care o produce un flux radiant incident.

Sensibilitățile mici și inerția mare ale termocuplelor și bolometrelor limitează folosirea lor la probleme în care selectivitatea foarte coborîtă a receptorilor este hotărîtoare. Ele se folosesc, în primul rînd, pentru etalonarea energetică a aparatelor spectrale și uneori pentru măsurători energetice absolute, precum și pentru studiul domeniilor spectrale în care receptorii selectivi nu sînt sensibili (domeniul infraroșu).

Mai trebuie pomeniți și receptorii de radiație a căror funcționare se bazează pe dilatarea gazului prin încălzire (element Hall) precum și pe efectul opto-acustic. Ele au căpătat o largă răspîndire în măsurătorile din domeniul infraroșu al spectrului (v. [17–19]).

§ 2. PROPRIETĂȚILE EMULSIILOR FOTOGRAFICE [8.9, 12.1, 12.2]

Densitatea de înnegrire a emulsiei fotografice. Măsurătorile energetice care se fac într-un spectru cu ajutorul emulsiilor fotografice se bazează pe faptul că sub acțiunea luminii, în urma developării, argintul din halogenura de argint din emulsia fotografică se reduce la starea metalică. Cantitatea de metal redus măsoară energia luminoasă care a acționat asupra fotoemulsiei. Direct se măsoară, de fapt, nu cantitatea de argint redus, ci *densitatea de înnegrire*, D, a stratului fotografic, egală cu $\log \Phi_0/\Phi$. (Această mărime se numește pur și simplu *înnegrire*). Aici Φ_0 este fluxul luminos care a trecut printr-o regiune developată de placă fotografică sau de film asupra căreia nu a acționat lumina, iar Φ este fluxul luminos de la aceeași sursă, care a trecut printr-o porțiune expusă la lumină. Valoarea înnegririi unui anumit strat de emulsie fotografică nu depinde numai de expunere $H = Et$ (E fiind iluminarea, iar t — timpul de expunere), ci și de caracterul iluminării din timpul fotografierii, de modul de developare și de prelucrarea ulterioară a stratului sensibil cît și de procedeul folosit pentru măsurarea înnegririi.

Variația densității de înnegrire în funcție de iluminarea emulsiei fotografice, pentru un timp de expunere dat, nu poate fi calculată teoretic, fiind exprimată de obicei printr-o curbă empirică, numită *caracteristică* (fig. 12.1).

Pentru diferite emulsii și condiții experimentale diferite, curbele caracteristice se deosebesc substanțial, însă forma lor generală rămîne aceeași. Partea 1 se numește *regiunea subexpunerii* partea liniară, 2 — *regiunea expunerii normale*, partea 3 — *regiunea supraexpunerii*, și în fine partea descendentă a curbei, 4 — *regiunea de solarizare*. În spectroscopie solarizarea se manifestă uneori prin aceea că liniile spectrale foarte intense apar ca niște dublete false — ca urmare a solarizării, în centrul liniei înnegrirea se micșorează. Pentru a deosebi o asemenea linie de un dublet adevărat, se realizează o spectrogramă cu o expunere de 10–100 ori mai mică. În cazul în care există un dublet, rămîn ambele componente ale lui, iar în cazul solarizării, în locul dubletului apare o singură linie.

Porțiunea liniară a curbei poate fi aproximată prin relația

$$D = \gamma \log H + j, \tag{12.1}$$

γ fiind *factorul de contrast*, iar j — inerția emulsiei.

Pentru majoritatea cercetărilor spectroscopice este avantajos să dispunem de emulsii cu contrast mare. Într-adevăr, din (12.1) obținem

$$\frac{\Delta H}{H} = 2{,}3\,\frac{\Delta D}{\gamma}. \tag{12.2}$$

Din ultima relație rezultă că în cazul unor erori constante de măsurare a înnegririlor, ΔD, eroarea relativă a măsurătorilor energetice este invers proporțională cu factorul de contrast. Însă odată cu creșterea lui γ se micșorează intervalul de iluminări în care curba caracteristică este liniară (fig. 12.2). Inter-

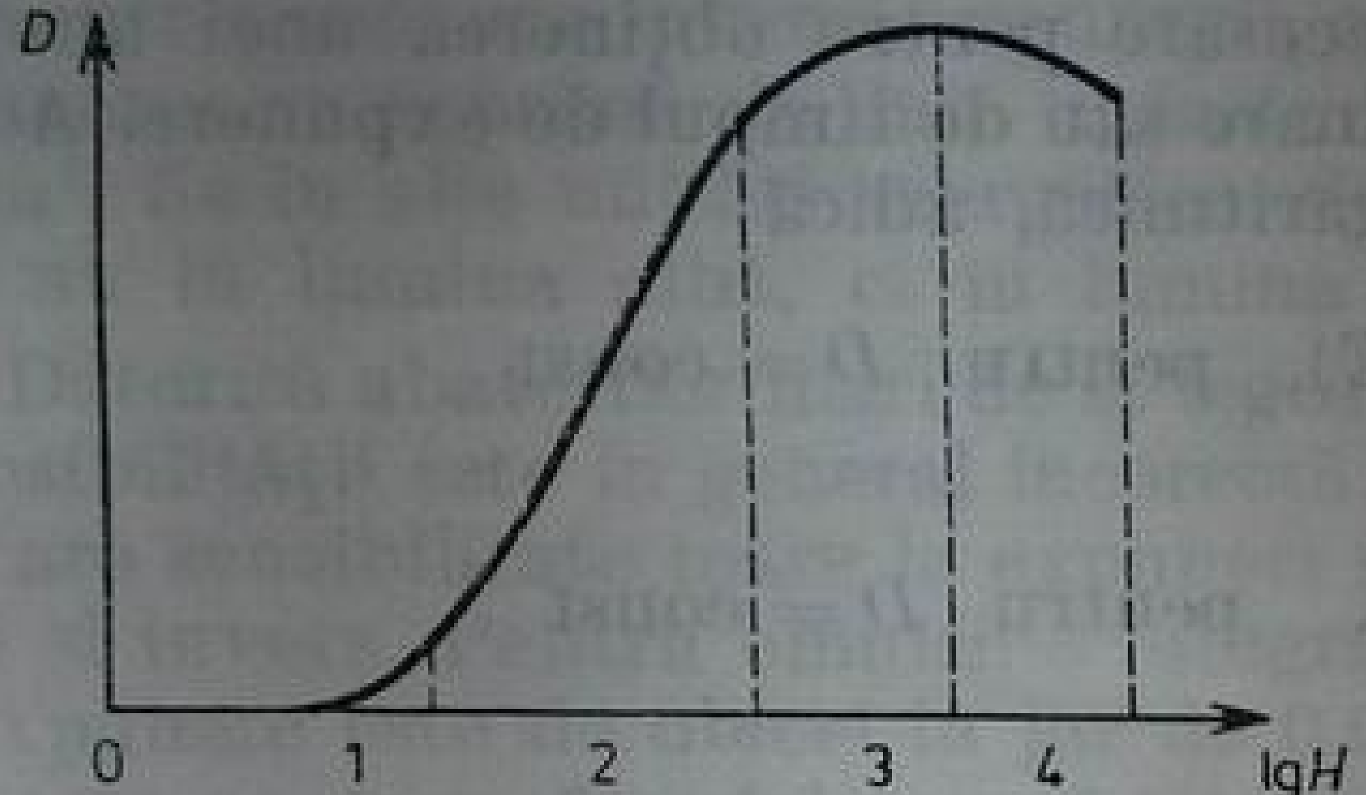


Fig. 12.1. Curba caracteristică.

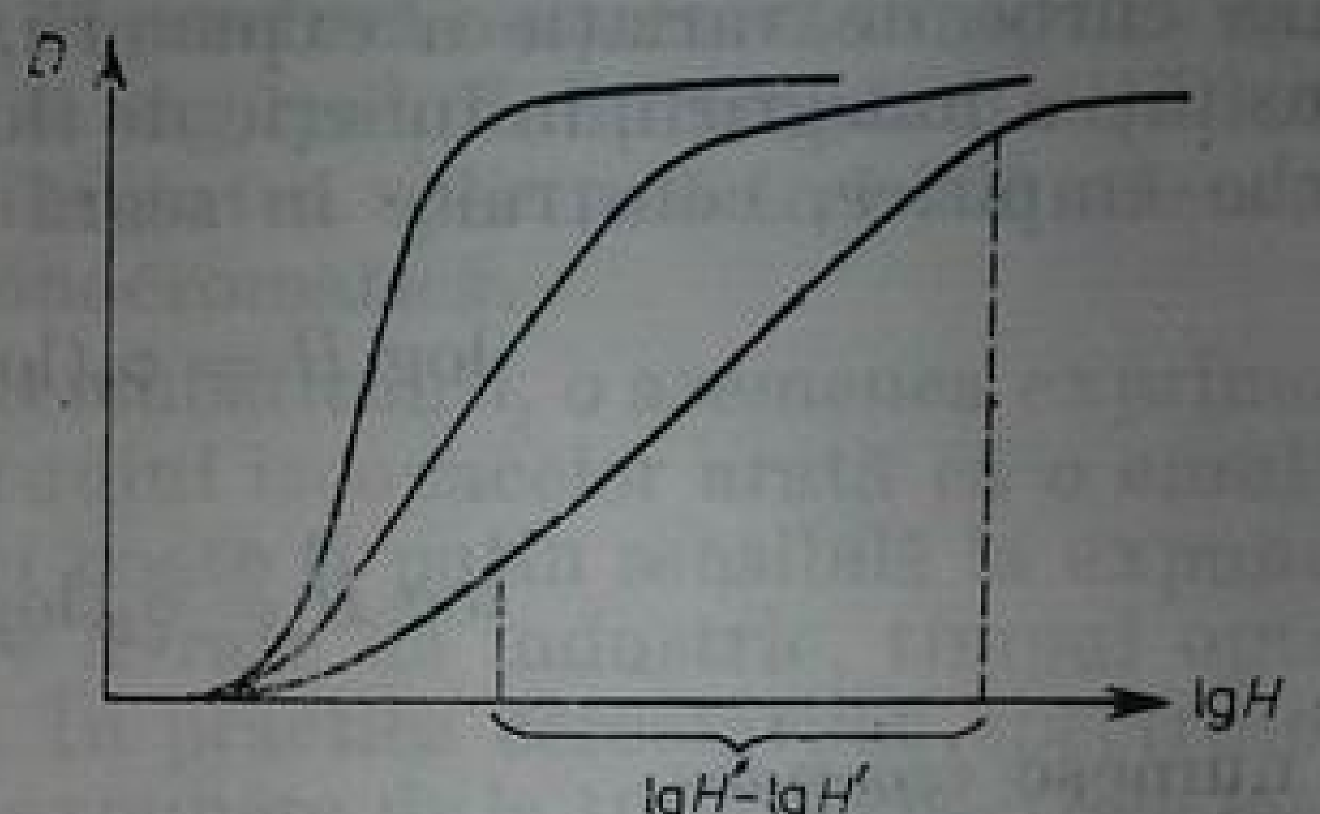


Fig. 12.2. Latitudinea emulsiei fotografice.

valul $\log H'' - \log H'$, care corespunde limitelor părții liniare a curbei caracteristice, se numește *latitudinea fotografică a emulsiei*. Cu cît este mai mică latitudinea fotografică cu atît este mai mic intervalul de variație a expunerii util. Altfel spus, emulsiile cu latitudine mică pot servi pentru măsurarea strălucirii relative a liniilor numai atunci cînd strălucirile lor se deosebesc puțin între ele. Dacă este necesar să se compare linii strălucitoare cu linii slabe, trebuie alese emulsii cu latitudine mare, chiar dacă au un contrast mic.

Dacă se trasează curba caracteristică sub forma dependenței densității de înnegrire de timpul de expunere, t, iluminarea fiind constantă, atunci se poate vedea că

$$D = f_1(t), \text{ pentru } E \text{ const}$$

și

$$D = f_2(E), \text{ pentru } t = \text{const}$$

nu coincid una cu alta. De aici rezultă că după efectul fotografic produs, variația timpului de expunere nu este echivalentă cu aceeași variație a iluminării. Pe de altă parte, pentru studiul inițial al procesului fotografic, adică fotochimic, între ele are loc legea lui Bunsen-Roskoe, conform căreia cantitatea totală de produși ai unei reacții fotochimice este determinată numai de energia luminoasă absorbită. În cazul procesului fotografic ea va depinde numai de mărimea expunerii, $H = Et$. Datorită egalității mărimilor E și t, legea Bunsen-Roscoe se numește de obicei *legea intersubstituirii*. În cazul acțiunii luminii asupra emulsiei fotografice au loc o serie de procese secundare și, în afară de aceasta, se produce interacțiunea chimică a emulsiei cu revelatorul și cu fixa-

torul. Din aceasta cauză, în cazul emulsiilor fotografice se observă abateri de la legea intersubstituirii, uneori foarte mari. Pentru calculul acestor abateri, la sfîrșitul secolului trecut Schwarzschild a propus relația empirică

$$D = \gamma \log Et^p + j. \tag{12.3}$$

Aici p este constanta lui Schwarzschild, a cărei valoare, după cum s-a presupus, nu depinde de expunere. Pentru diferite emulsii p este cuprins între limitele $0{,}7 < p < 0{,}9$. Relația (12.3) se utilizează adesea și acum, cu toate că măsurători ulterioare au arătat că în cazul unor variații mari ale timpului de expunere, ea nu corespunde experienței.

Pentru o descriere mai riguroasă a acțiunii fotografice a luminii se trasează curbe de variație a expunerii, necesare pentru obținerea unei anumite densități a înnegririi, în funcție de iluminare sau de timpul de expunere. Aceste curbe empirice, construite în scară logaritmică, adică

$$\log H = \varphi_1(\log E), \quad \text{pentru} \quad D = \text{const}$$

și

$$\log H = \varphi_2(\log t), \quad \text{pentru} \quad D = \text{const}$$

se numesc *izoopace*.

În cazul în care ar fi valabilă legea Bunsen-Roscoe, izoopacele ar fi niște drepte paralele cu axa absciselor. Pentru emulsiile fotografice reale însă, alura tipică a unei zone izoopace este cea dată în figura 12.3.

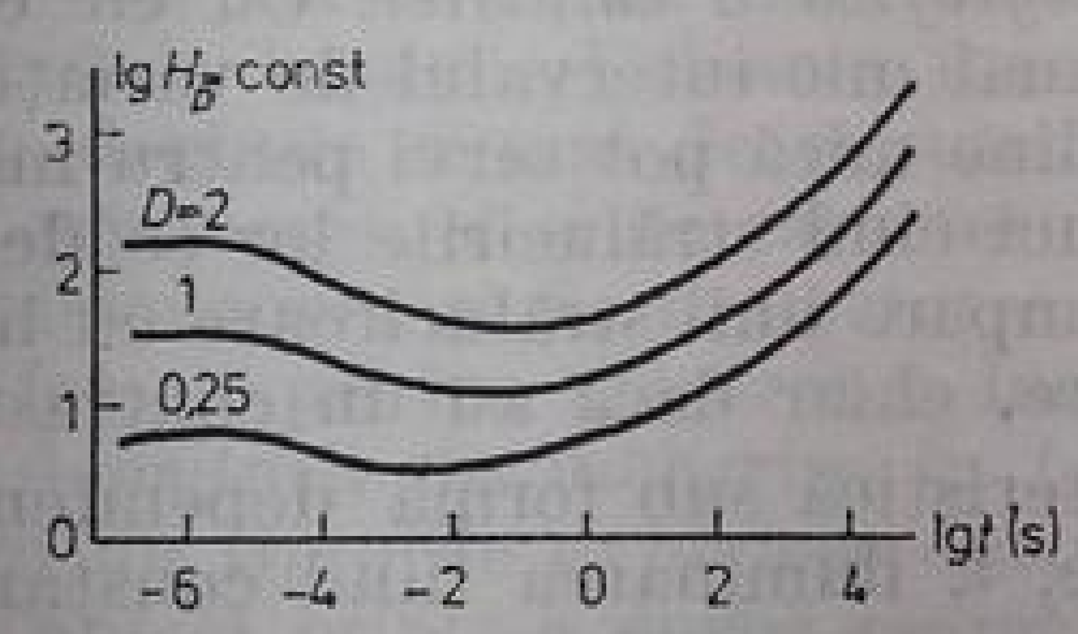


Fig. 12.3. Izoopace tipice.

După cum se vede din figură, atunci cînd timpul de expunere variază între 10^{-2} și 10^4 s, pentru a se obține un același efect fotografic, expunerile trebuie modificate numai de zeci de ori.

Este interesant de remarcat că pe izoopace există două regiuni cu expuneri scurte ($< 10^{-5}$ s) și medii ($10^{-1} - 10^{-2}$s), în care izoopacele sînt paralele cu axa absciselor. În aceste regiuni legea intersubstituirii este valabilă, însă sensibilitatea emulsiei fotografice este substanțial diferită. Poziția și forma izoopacelor, la fel ca și a curbelor caracteristice, sînt determinate de proprietățile emulsiei fotografice, de condițiile în care se face developarea precum și de temperatura stratului fotografic în timpul expunerii.

Datorită abaterilor de la legea intersubstituirii, înnegrirea stratului fotosensibil sub acțiunea unei iluminări intermitente nu depinde numai de expunerea integrală, ci și de frecvența de repetiție, de porozitatea și de forma impulsurilor luminoase. Pe măsură ce crește frecvența de întrerupere, densitatea de înnegrire a stratului fotografic scade (la aceeași expunere) pînă la o anumită frecvență critică. Dacă se mărește în continuare frecvența, densitatea de înne-

grire rămîne constantă [8]. Deoarece multe dintre sursele folosite în spectroscopie dau o iluminare periodică, trebuie să se țină cont de acest efect.

Sensibilitatea straturilor fotografice. În practica sensitometrică obișnuită există o serie de procedee de determinare și de măsurare a sensibilității straturilor fotografice. Conform GOST-ului, ca unitate de măsură a sensibilității se definește mărimea inversă acelei expuneri care produce o densitate de înnegrire de 0,2 pe voal, adică

$$S = 1/H_{D=0,2+D_0},$$

D_0 fiind densitatea voalului, iar H exprimîndu-se în lx·s.

Evident, sensibilitatea în măsurătorile spectrale va trebui exprimată tot printr-o mărime inversă expunerii, care să producă o anumită înnegrire dată. Expunerea se exprimă de data aceasta fie în erg/cm^2, fie în numărul de cuante pe cm^2, fie în alte unități energetice. Sensibilitatea spectrală trebuie măsurată însă nu în lumina albă, ci în lumina monocromatică.

Datorită abaterilor mari de la legea intersubstituirii, o asemenea exprimare a sensibilității este în general incorectă. Studiul izoopacelor arată că o emulsie care are sensibilitate mare la expuneri mici poate fi puțin sensibilă la expuneri mari și invers. Pentru emulsiile fotografice livrate de industrie, timpul optim de expunere este de obicei în jur de 0,01s. În practica cercetărilor spectroscopice este necesar să se folosească timpi de expunere de la 10^{-10} s (spectrele laserilor pulsați, spectroscopia de mare viteză) pînă la mai multe ore (spectrele difuziei combinate și de fotoluminescență). Din această cauză, cele mai sensibile plăci pentru o problemă concretă se aleg empiric, comparînd sensibilitățile diferitelor mărci de emulsie în condițiile experimentale date. De obicei, cu micșorarea dimensiunilor granulelor emulsiei scade și sensibilitatea ei. Probabil că o caracteristică foarte potrivită pentru sensibilitatea emulsiilor fotografice este *randamentul cuantic echivalent*. Un receptor ideal, care înregistrează toți fotonii ce cad pe el are, prin definiție, un randament cuantic egal cu unu. Eroarea cu care un receptor ideal înregistrează energia radiației incidente este determinată de numărul de fotoni, fiind egală cu fluctuația acestui număr, $\delta N = \sqrt{N}$.

Noțiunea de randament cuantic echivalent, η, al emulsiei fotografice poate fi definită ca numărul care reprezintă fracțiunea din cuantele incidente pe fotoemulsie care este necesară pentru ca, utilizînd un receptor ideal, să se obțină o aceeași precizie de înregistrare a energiei. În figura 12.4 [12.3] este dată alura curbei randamentului cuantic echivalent și curba caracteristică pentru una dintre emulsiile tipice. Ca să obținem cea mai înaltă precizie de măsură,

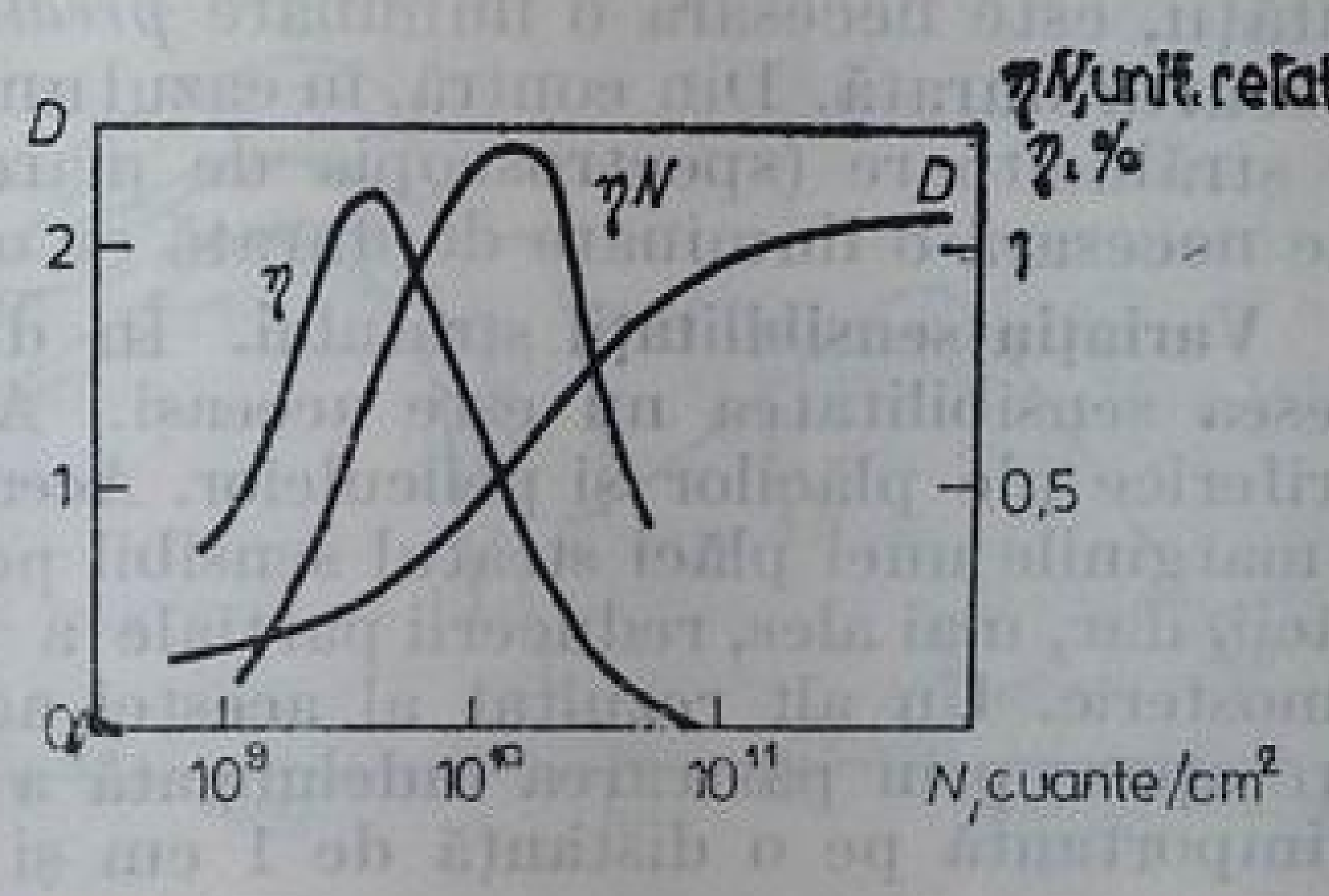


Fig. 12.4. Randamentul cuantic echivalent, η, și numărul efectiv de fotoni, ηN, în funcție de timpul de expunere. Pentru comparație, pe același grafic este trasată și curba caracteristică.

pentru un flux energetic dat, trebuie să se lucreze în domeniul înnegririlor mici, în care randamentul cuantic echivalent are valoarea cea mai mare. Fie ca numărul total de fotoni utilizați să fie nelimitat, iar suprafața folosită a emulsiei, mică. În acest caz, eroarea poate fi definită tot prin fluctuațiile statistice ale numărului de granule de pe suprafața fotometrată. În aceste condiții va fi avantajos să se lucreze în domeniul înnegririlor pentru care mărimea N este maximă. Graficul funcției N este dat, și el, în figura 12.4.

În domeniul spectral pentru care randamentul cuantic echivalent este maxim ($\lambda \approx 4000 Å$), $\eta \approx 0,01$. Pentru sorturi de emulsii diferite, valorile randamentului cuantic echivalent diferă mai puțin decît sensibilitățile lor. Desigur că abaterea de la legea intersubstituirii afectează valoarea randamentului cuantic echivalent la fel de puternic ca și sensibilitatea emulsiei.

În cazurile în care precizia de măsurare a energiei este determinată de eroarea de fluctuație a numărului de granule developate, se poate recomanda să se ajungă la o densitate de înnegrire a emulsiei fotografice pînă la 0,3—0,4, adică pînă în regiunea maximului randamentului cuantic echivalent. Acesta va asigura precizia maximă a măsurătorilor energetice. Dacă timpul pe care îl putem avea la dispoziție pentru expunere permite să se obțină înnegriri cu mult mai mari, atunci este util să-l folosim pentru obținerea cîtorva spectre, astfel încît fiecare dintre ele să aibă o densitate de înnegrire corespunzătoare aproximativ maximului randamentului cuantic echivalent. Aceasta va asigura o precizie de măsurare mai mare decît obținerea unui singur spectru cu o expunere mărită.

Conform tradiției, adesea se urmărește obținerea de înnegriri cuprinse în domeniul intervalului liniar de pe curba caracteristică. După cum rezultă însă din cele spuse mai sus, pentru măsurarea fluxurilor luminoase slabe, acest procedeu este cu totul contraindicat. Plasarea în intervalul liniar al curbei caracteristice trebuie făcută numai atunci cînd rolul hotărîtor îl au erorile de măsură și nu cele de fluctuație.

Există unele procedee pentru creșterea într-o oarecare măsură a sensibilității emulsiilor fotografice. În acest scop, înainte de a le expune, ele se tratează cu soluții de amoniac sau de azotat de argint, cu vapori de mercur sau cu alți reactivi. Acest procedeu se numește *hipersensibilizare*. În practica spectroscopică el nu se utilizează aproape niciodată, probabil din cauză că pentru emulsiile actuale, de înaltă sensibilitate, el este puțin eficace și provoacă adesea apariția voalului. În afară de aceasta, sensibilitatea suplimentară, obținută prin hipersensibilizare, dispare după un timp foarte scurt.

Un anumit cîștig în sensibilitate se poate obține printr-o expunere suplimentară la lumină a emulsiei fotografice folosind o sursă de lumină stabilă. În cazul expunerilor de lungă durată a spectrelor slabe, pentru mărirea sensibilității, este necesară o iluminare *prealabilă* (înainte de expunere) a emulsiei, de scurtă durată. Din contră, în cazul unei expuneri de scurtă durată a spectrelor strălucitoare (spectroscopia de mare viteză), pentru mărirea sensibilității este necesară o iluminare de durată cu o sursă de lumină slabă, *după expunere*.

Variația sensibilității stratului. În diferite regiuni ale stratului fotosensibil adesea sensibilitatea nu este aceeași. Aceasta se referă mai ales la regiunile periferice ale plăcilor și peliculelor. Aceasta se datorează în parte faptului că la marginile unei plăci stratul sensibil poate fi de altă grosime decît în restul plăcii, dar, mai ales, reducerii parțiale a argintului coloidal sub acțiunea aerului atmosferic. Un alt rezultat al acestei acțiuni îl constituie și voalul marginal, care apare prin păstrarea îndelungată a materialelor fotografice și care poate fi importantă pe o distanță de 1 cm și mai mult de la marginea plăcii. Din

această cauză, în cazul cercetărilor fotometrice se recomandă numai folosirea unor materiale fotografice la care timpul de păstrare recomandat nu este expirat. Duratele de păstrare ale emulsiilor fotosensibile în domeniul roşu, dar mai ales în cel infraroşu, sînt mai mici decît duratele de păstrare ale materialelor nesensibilizate. Pentru o conservare mai bună a plăcilor fotografice, ele trebuie păstrate într-un frigider, în cutii metalice sau de plastic ermetic închise, cu scopul de a fi apărate de umezeală şi alte acţiuni atmosferice.

Chiar plăcile fotografice lipsite de voal marginal pot da diferite înnegriri în puncte îndepărtate între ele, diferenţa fiind legată de faptul că grosimea stratului nu este constantă.

Variaţia înnegririi datorită turnării neuniforme (a emulsiei) se produce uneori uniform de la o margine la alta. Pentru plăcile ,,spectrale'' de tipul I, II şi III coeficientul de variaţie a înnegririi (evaluat în iluminare), din cauza macroneomogenităţilor, este de 0,5—1 %. În cazul plăcilor de tipul УФШ el atinge 2 %. Măsurătorile sînt efectuate la distanţe dintre porţiuni fotometrate de 0,5 cm şi la înnegriri de ≈ 1 [12.4]. De aceea, pentru micşorarea erorilor de măsurare trebuie comparate puncte ale emulsiei cît mai apropiate între ele. Din acest punct de vedere, este avantajoasă folosirea unor aparate cu dispersie liniară mică, în care liniile comparate se află la distanţe mai mici una de alta, decît în aparatele cu dispersie mare.

Plăcile de calitate, actuale, fabricate special pentru cercetări spectroscopice, nu dau erori sensibile, provocate de macroneomogenităţile emulsiei. În cazul emulsiilor obişnuite însă, tocmai astfel de erori dau contribuţia principală la erorile de măsură. În lucrări de mare precizie este necesar să se verifice gradul de omogenitate al materialelor fotografice.

Sensibilitatea spectrală. Datele asupra sensibilităţii materialelor fotografice se referă de obicei la analiza făcută în lumină albă. În cazul cercetărilor spectroscopice totdeauna este important să se ştie şi dependenţa sensibilităţii de lungimea de undă.

Cînd se folosesc emulsii obişnuite, cu bromură de argint, limita de sensibilitate dinspre lungimile de undă mici este de 2000 Å. Începînd cu 2300 Å începe efectul de absorbţie a luminii de către gelatina stratului sensibil. Sensibilitatea fotochimică a bromurii de argint are limita dinspre lungimi de undă mari în jurul valorii de 5500 Å. Maximul de sensibilitate se află în jur de 4000 Å. Introducerea în emulsie a unor coloranţi speciali (sensibilizatori) permite lărgirea domeniului de sensibilitate a emulsiei fotografice pînă la 11 000 — 12 000Å. În figura 12.5 sînt date curbele de sensibilitate spectrală ale unor tipuri de

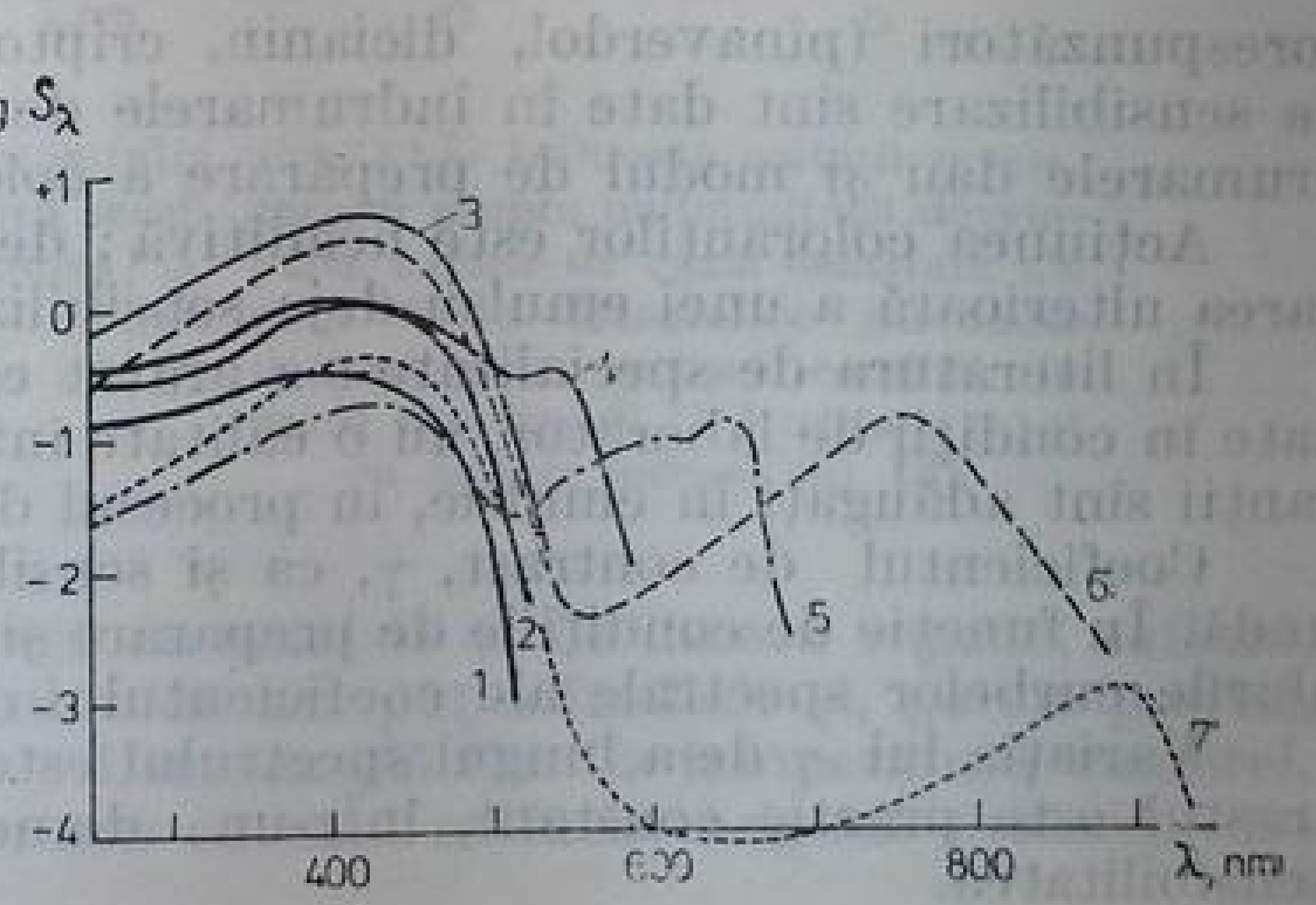


Fig. 12.5. Curbele sensibilităţii spectrale ale unor plăci fotografice autohtone: 1 — plăci spectrale de tipul I; 2 — plăci spectrale de tipurile II şi III: 3 — plăci nesensibilizate pentru scopuri şcolare; 4— plăci micro; 5—plăci pancrom; 6—plăci infracrom 760; plăci infracrom 880.

plăci indigene, iar în figura 12.6, datele asupra sensibilității spectrale ale emulsiilor firmei Eastman-Kodak.

În cazul în care experimentatorului îi lipsesc materialele fotosensibile în domeniul spectral de care are nevoie, se poate trece la sensibilizarea plăcilor obișnuite nesensibilizate, trecîndu-le printr-o baie de soluții ale coloranților

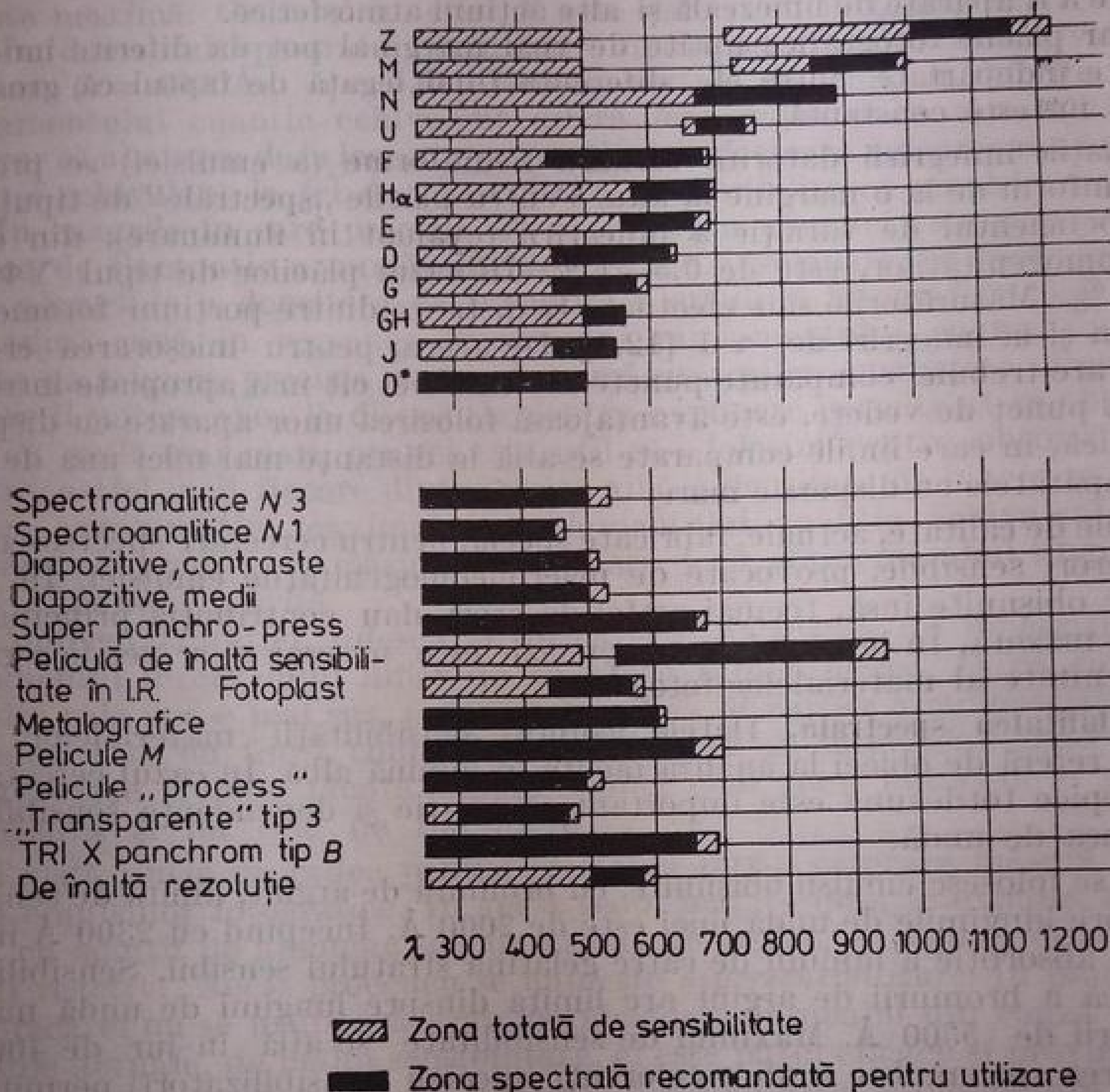


Fig. 12.6. Clasificarea spectrală a materialelor fotografice ale firmei Eastman-Kodak.

corespunzători (pinaverdol, dicianin, criptocianin ș.a.). Rețetarul și regimul de sensibilizare sînt date în îndrumarele de fotografiere [12.5]. De obicei, îndrumarele dau și modul de preparare a colorantului corespunzător.

Acțiunea coloranților este neaditivă; de aceea, nu se recomandă sensibilizarea ulterioară a unei emulsii deja sensibilizate.

În literatura de specialitate s-a arătat că materialele fotografice, sensibilizate în condiții de laborator, au o calitate inferioară față de cele la care coloranții sînt adăugați în emulsie, în procesul de fabricație.

Coeficientul de contrast, γ, ca și sensibilitatea, depinde de lungimea de undă. În funcție de condițiile de preparare și de developare a stratului sensibil, alurile curbelor spectrale ale coeficientului de contrast sînt diferite (fig. 12.7).

Variația lui γ de-a lungul spectrului este de obicei relativ mică, iar contrastul este practic constant, într-un domeniu considerabil mai mare decît sensibilitatea.

Dependenţa densităţii de înnegrire de modul de prelucrare a stratului. Mărimea înnegririi nu depinde numai de energia care acţionează asupra emulsiei, ci şi de compoziţia chimică a revelatorului, de temperatura lui şi de timpul de developare, cît şi — într-o măsură mai mică — de procedeul de fixare şi de uscare a stratului. Un timp de developare prea mic provoacă o micşorare a înnegririi precum şi a contrastului; o developare prea îndelungată, în special la o temperatură ridicată, conduce la mărirea înnegririi, însoţită de micşorarea contrastului. Diferite reţete de revelatori dau diferenţe de înnegrire a unor straturi cu acelaşi timp de expunere.

Modul de prelucrare a straturilor fotografice este dat în îndrumare speciale [12.2, 12.6]. În cazul prelucrării unor spectrograme destinate măsurătorilor cantitative de precizie, trebuie luate măsuri de precauţie speciale.

Pentru redarea cît mai corectă a înnegririlor, este necesară o agitare intensă a revelatorului, mai ales la suprafaţa stratului care se developează. Pentru aceasta se recomandă ca în tot timpul developării tava în care se face developarea să fie clătinată mereu. De fapt însă aceasta nu asigură o agitare suficient de bună. Cel mai bine este ca stratul de revelator din vecinătatea imediată a emulsiei să fie mereu îndepărtat cu ajutorul unei pensule plane moi (şi mai bine din cauciuc), trecînd continuu cu ea peste emulsie, în tot timpul developării. Gradul de denaturare a redării înnegririi, dacă nu se aplică acest procedeu, este ilustrat în figura 12.8. După terminarea prelucrării unde a emulsii fotosensibile este necesară îndepărtarea de pe suprafaţa sa a particulelor solide, care se aşază de obicei, provenind din soluţii şi din apă. Pentru aceasta emulsia trebuie ştearsă uşor, sub un jet slab de apă, cu un tampon de vată umedă sau pur şi simplu cu degetele. Deosebit de periculos este praful care se depune pe placă în

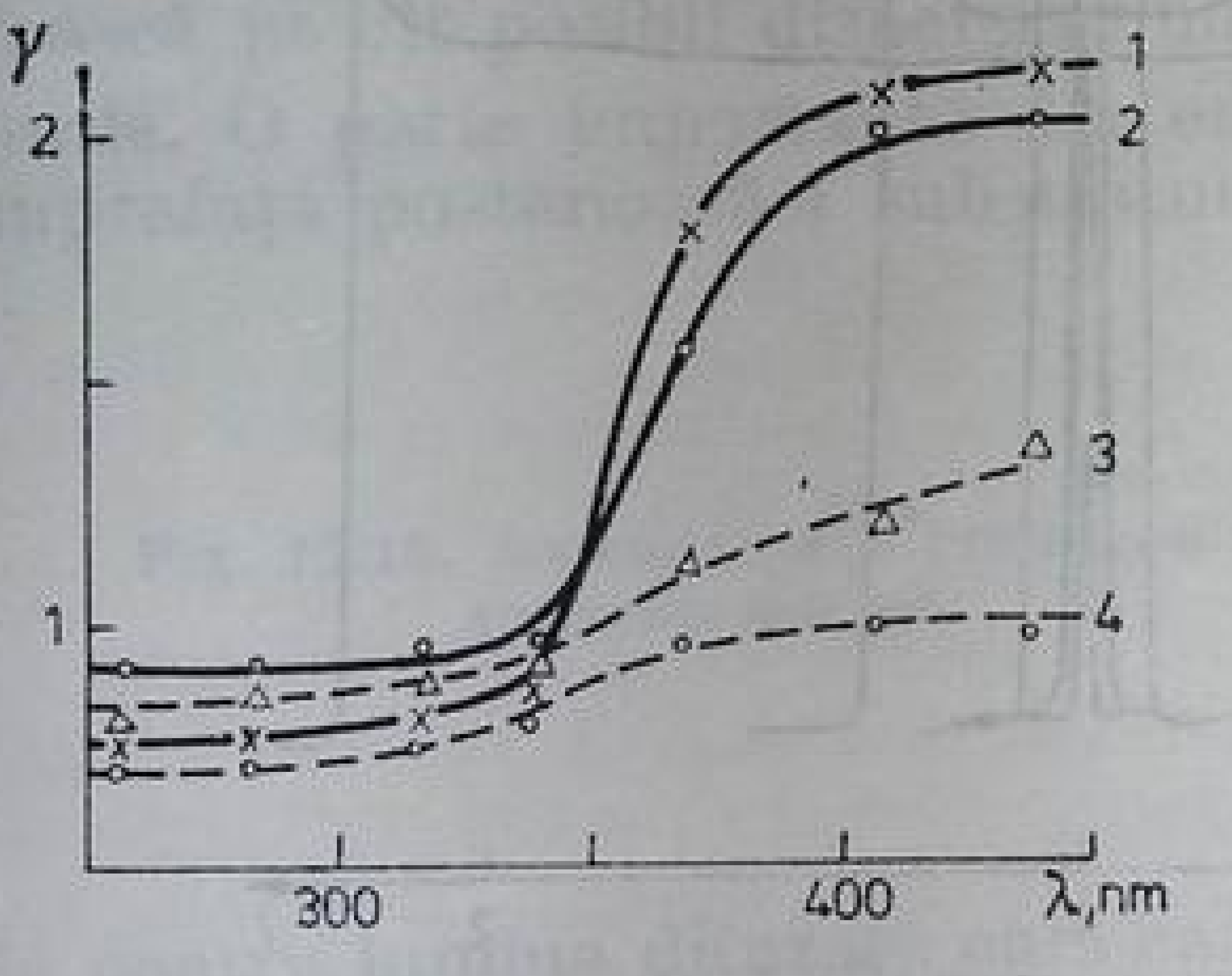


Fig. 12.7. Curbele spectrale ale coeficientului de contrast: 1, 2 — materiale de mică sensibilitate — izopan FF şi plăci fototehnice; 3, 4 — materiale de înaltă sensibilitate — plăcile izoopto şi filmul ultrarapid.

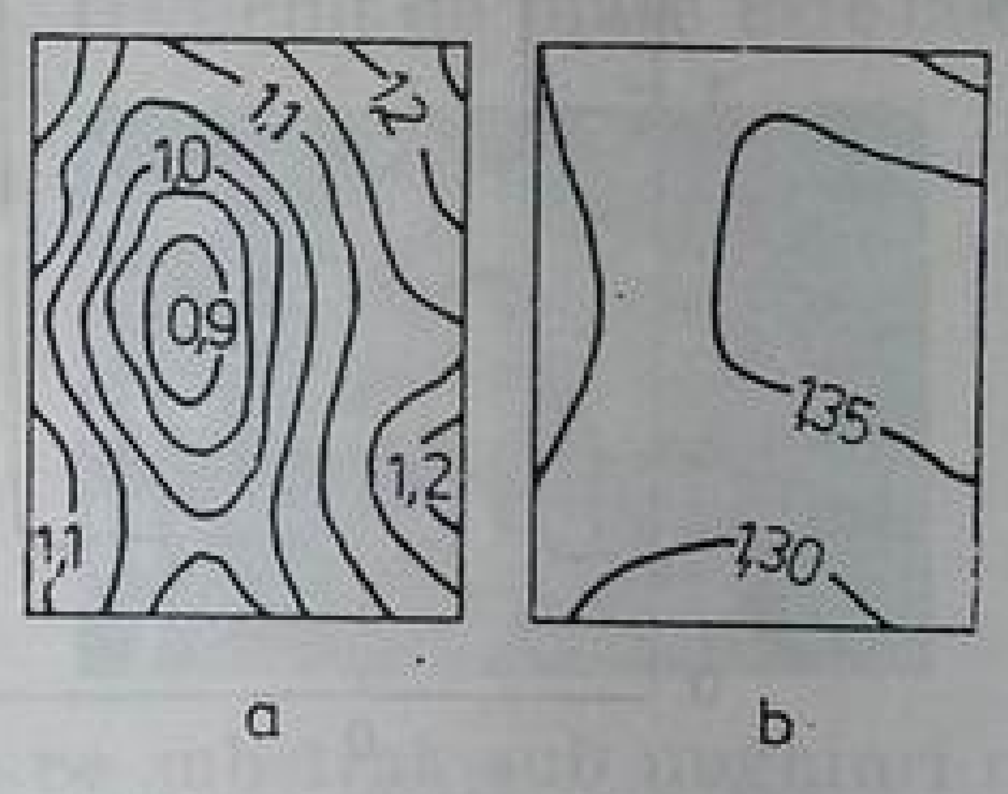


Fig. 12.8. Influenţa agitării revelatorului asupra uniformităţii developării. Liniile de egală densitate ale unor filme fotografice iluminate uniform şi în aceleaşi condiţii, în cazul developării fără agitare (a) şi cu agitare intensă (b) [8].

timpul uscării. De aceea, este mai bine ca emulsia să fie uscată repede, suflînd, cu ajutorul unui ventilator, un curent de aer puţin încălzit şi, pe cît posibil, lipsit de praf (a nu se topi emulsia !). Uscarea plăcilor la temperatura camerei, într-un exicator mare, aşezat pe un vas cu acid sulfuric, asigură evitarea depunerii prafului pe ele.

Efectul naturii imaginii. În procesul developării stratului fotosensibil are loc reducerea la metal a halogenurii de argint, în urma căreia substanța reducătoare a revelatorului se oxidează. Revelatorul începe să acționeze mereu mai lent, astfel încît în final acțiunea sa încetează cu totul.

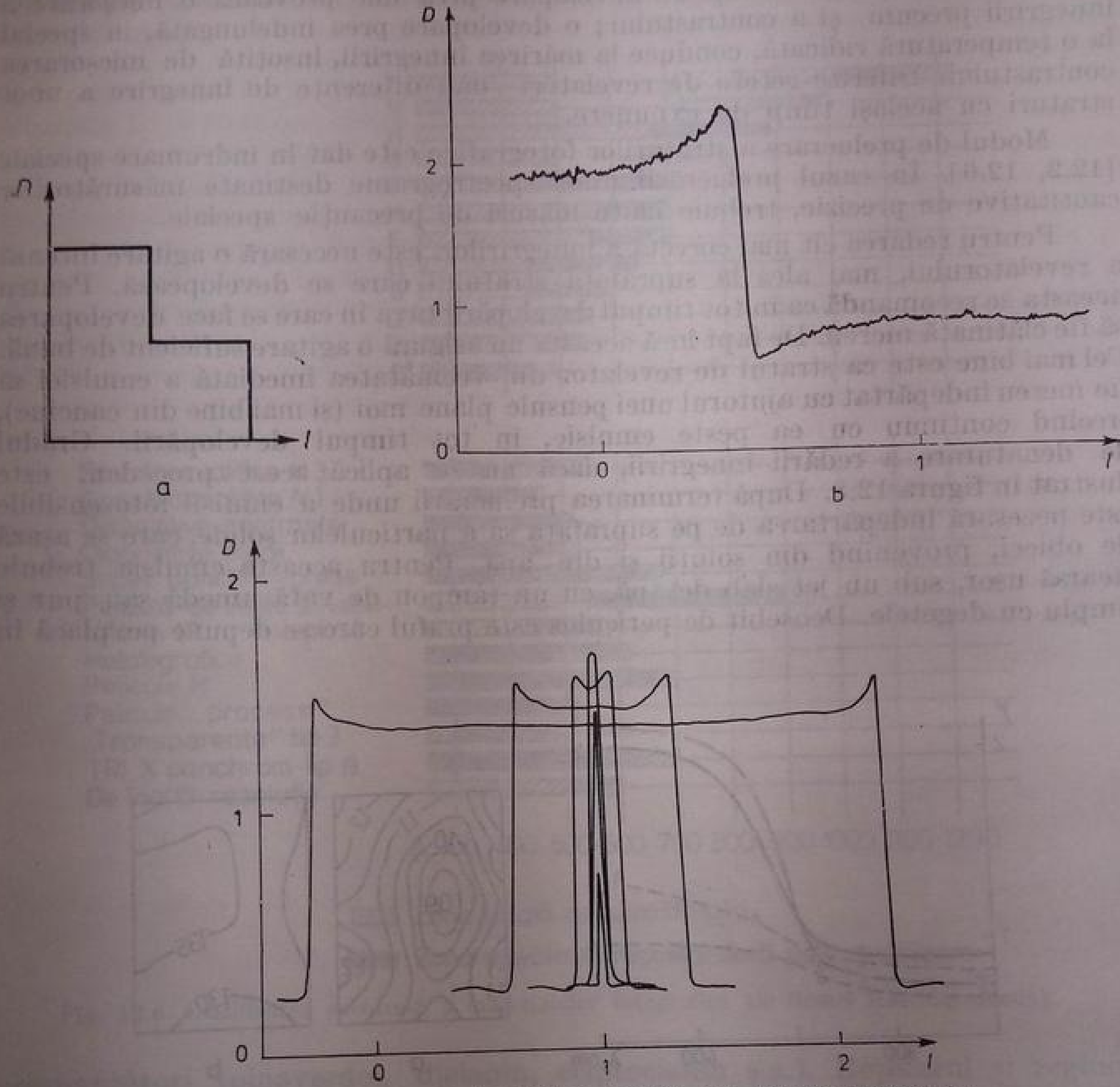


Fig. 12.9. Influența efectului Eberhardt (b) și a difuziei luminii în emulsie (c) asupra distribuției înnegririi în imagine : a — distribuția iluminării pe suprafața unei emulsii ; b — microfotograma domeniului corespunzător al emulsiei ; c — influența efectelor developarea și difuzia luminii în emulsie asupra formei conturului instrumental, pentru lărgimi diferite ale fantei.

Cu cît este mai puternic iluminată o anumită porțiune a stratului fotosensibil, cu atît este mai mare și cantitatea de argint redus din acea porțiune și deci cu atît se va epuiza mai intens revelatorul. În procesul developării, înlocuirea revelatorului oxidat cu unul nou se produce prin agitarea revelatorului de deasupra stratului, iar în interiorul acestuia, datorită proceselor de difuzie. Dacă pe stratul fotosensibil se află alături două domenii ale imaginii, corespunzătoare unei expuneri mari și alteia mici, atunci deasupra porțiunii cu expunerea mare

revelatorul se epuizează mai repede. Revelatorul oxidat va difuza în strat în zona imaginii cu o iluminare redusă și deci aceasta se va developa mai încet. Viceversa, revelatorul proaspăt din regiunea cu iluminare mică difuzează în regiunea cu iluminare mare, iar ultima se developează mai repede pe margine. Ca rezultat, o distribuție a iluminării ca cea din figura 12.9 a, va da un tablou al distribuțiilor înnegririlor (fig. 12.9 b) care ilustrează cu deosebită evidență așa-numitul efect Eberhardt. Un alt proces care falsifică distribuția înnegririlor la limita de separație a două regiuni cu iluminări diferite îl constituie difuzia luminii în emulsie. Granulele de bromură de argint difuzează parțial lumina. Lumina difuzată din regiunea imaginii puternic iluminate poate mări considerabil iluminarea părților adiacente ale regiunilor slab iluminate.

Drept exemplu să urmărim rezultatul global al acțiunii simultane a efectului Eberhardt și a difuziei luminii asupra formei conturului instrumental al unui spectrograf, pentru diferite lărgimi ale fantei (fig. 12.9 c). Se vede că aceste efecte nu numai că pot denatura strălucirea măsurată a unei linii spectrale, ci, la fel ca și solarizarea, să transforme o linie spectrală izolată într-un dublet sau să modifice distanța dintre componentele unui multiplet.

Cantitatea de lumină difuzată în emulsie depinde de structura granulelor emulsiei, de grosimea acesteia și de lungimea de undă a luminii. De obicei, acțiunea sa fotografică se extinde pe o distanță de 1—2 mm de la marginea regiunii puternic iluminate. Firește, cu cît este mai mare expunerea în această regiune, cu atît crește și distanța pe care se manifestă acțiunea luminii difuzate de ea.

Efectele prezentate mai sus sînt deosebit de dăunătoare mai ales atunci cînd este necesar să se măsoare înnegrirea unor linii slabe, care se află în apropierea unor linii intense. Pentru înlăturarea influenței lor, în afară de măsurile de precauție ce trebuie luate în timpul developării, descrise mai sus, este necesar să se mărească pe cît posibil dispersia liniară a aparatului.

Halourile. O parte importantă din energia care trece prin emulsie se reflectă pe suprafața posterioară a substratului. Deosebit de mare este coeficientul

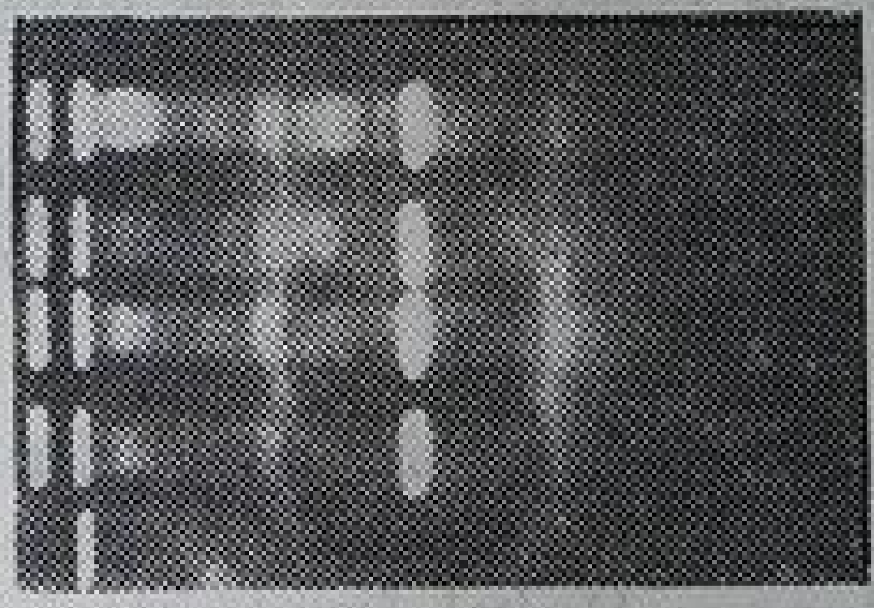


Fig. 12.10. Aureolele din jurul liniilor spectrale intense.

de reflexie pentru lumina difuzată care cade pe substrat sub unghiuri mai mari decît unghiul de reflexie totală. Lumina reflectată produce halouri în jurul liniilor spectrale intense, așa cum se vede din figura 12.10. Distanța de la linie la halo este determinată de grosimea substratului și de indicele lui de refracție. În cazul filmelor subțiri, halourile se confundă practic cu linia, lărgind întrucîtva conturul instrumental. De cele mai multe ori plăcile au un strat antihalo special. Cel mai bine este ca stratul antihalo din colorantul absorbant să fie introdus între emulsie și substrat. În timpul developării și fixării acest colorant se decolorează. În cazul în care plăcile folosite nu au acest strat, atunci el trebuie depus pe spatele plăcii de sticlă.

Un rezultat satisfăcător îl dă o hîrtie neagră umedă. O foaie bine umectată se lipește cu mare atenție pe sticlă, astfel încît între sticlă și hîrtie să nu rămînă nici o bulă de aer. Placa astfel pregătită trebuie folosită imediat, întrucît prin uscarea hîrtiei contactul dintre ea și sticlă se strică.

O înlăturare completă a haloului se poate atinge folosind o foaie de plombagină, muiată în ulei. În acest scop se utilizează hîrtie neagră cu stratul de carbon lipit pe dosul plăcii pe care se depun în prealabil cîteva picături de ulei mineral lichid. Acest procedeu se folosește și în cazul filmelor. Este necesară o precauție extremă, pentru a nu păta cu ulei stratul cu emulsia.

Granulația emulsiei. Diferite sorturi de emulsii conțin granule cu dimensiuni diferite, cuprinse între cîteva sutimi și cîteva zecimi de milimetru. Datorită granulației și a difuziei provocate de această lumină în emulsie, puterea de separare a straturilor fotografice variază de la 20—30 la 3000—5000 linii/mm. De regulă, straturile cu granulație mare sînt totodată și mai sensibile. In particular, aceasta se datorează faptului că o singură granulă de bromură de argint redusă produce în cazul emulsiei cu granulație fină o înnegrire a stratului mult mai mică decît în cazul unei emulsii cu granulație mare. Dacă stratul este expus uniform, numai valoarea medie a înnegririi rămîne constantă. Cînd suprafața a cărei înnegrire este măsurată se micșorează, cresc fluctuațiile acestei mărimi. Dacă numărul de granule de argint de pe 1 cm^2 este N, atunci ariei ΔS îi vor reveni

$$\Delta N = N\Delta S$$

granule. În acest caz fluctuația lui ΔN va fi egală cu

$$\delta(\Delta N) = \sqrt{N\Delta S}. \tag{12.4}$$

Dacă se consideră, ca în lucrarea [12.3], înnegrirea D proporțională cu N, iar fluctuația ei δD proporțională cu fluctuația numărului de granule de pe unitatea de suprafață, adică

$$\delta D \approx \sqrt{N\Delta S}/\Delta S,$$

atunci eroarea relativă de măsurare a înnegririi va fi

$$\frac{\delta D}{D} = \frac{1}{\sqrt{N\Delta S}}. \tag{12.5}$$

Cele de mai sus se referă la cazul unor înnegriri mici, cînd se poate neglija suprapunerea granulelor. Determinările experimentale concordă suficient de bine cu această valoare. Rolul fluctuației înnegririi este ilustrat în figura 12.11 a. În ea sînt reprezentate curbele de înnegrire din apropierea unei linii spectrale slabe, trasate pentru porțiuni de arii diferite.

Eroarea determinată de fluctuațiile în distribuția granulelor poate fi neglijată dacă eroarea instrumentală de măsurare a înnegririlor depășește fluctuația de cîteva ori. Aparatele obișnuite pentru măsurarea înnegririlor permit să se măsoare înnegririle cu o precizie de pînă la 0,01 sau, pentru $D = 1$, în jur de 1 %. Eroarea datorată fluctuațiilor este neînsemnată, dacă aria măsurată este mai mare ca 0,1 mm^2. Considerentele de mai sus permit să se aleagă aria de măsurat astfel încît granulația emulsiei fotografice să nu introducă erori considerabile în valorile măsurate ale înnegririlor.

Dacă precizia de măsurare este determinată de granulația structurii stratului fotografic, atunci eroarea de măsurare a înnegririi depinde de produsul $N\Delta S$, adică de numărul total de granule de argint reduse din suprafața foto-

metrată. Acest fapt rezultă din relaţia (12.5). Dacă se consideră acest număr proporţional cu numărul total de cuante, N_f, care cad pe stratul fotosensibil, atunci micşorarea distanţei focale a obiectivului fotografic al spectrografului, F_2, nu va duce la mărirea preciziei de înregistrare a unui număr mic de cuante, deoarece creşterea iluminării este însoţită de micşorarea ariei imaginii fantei de pe stratul fotografic. Prin urmare, luminozitatea unui spectrograf, în cazul

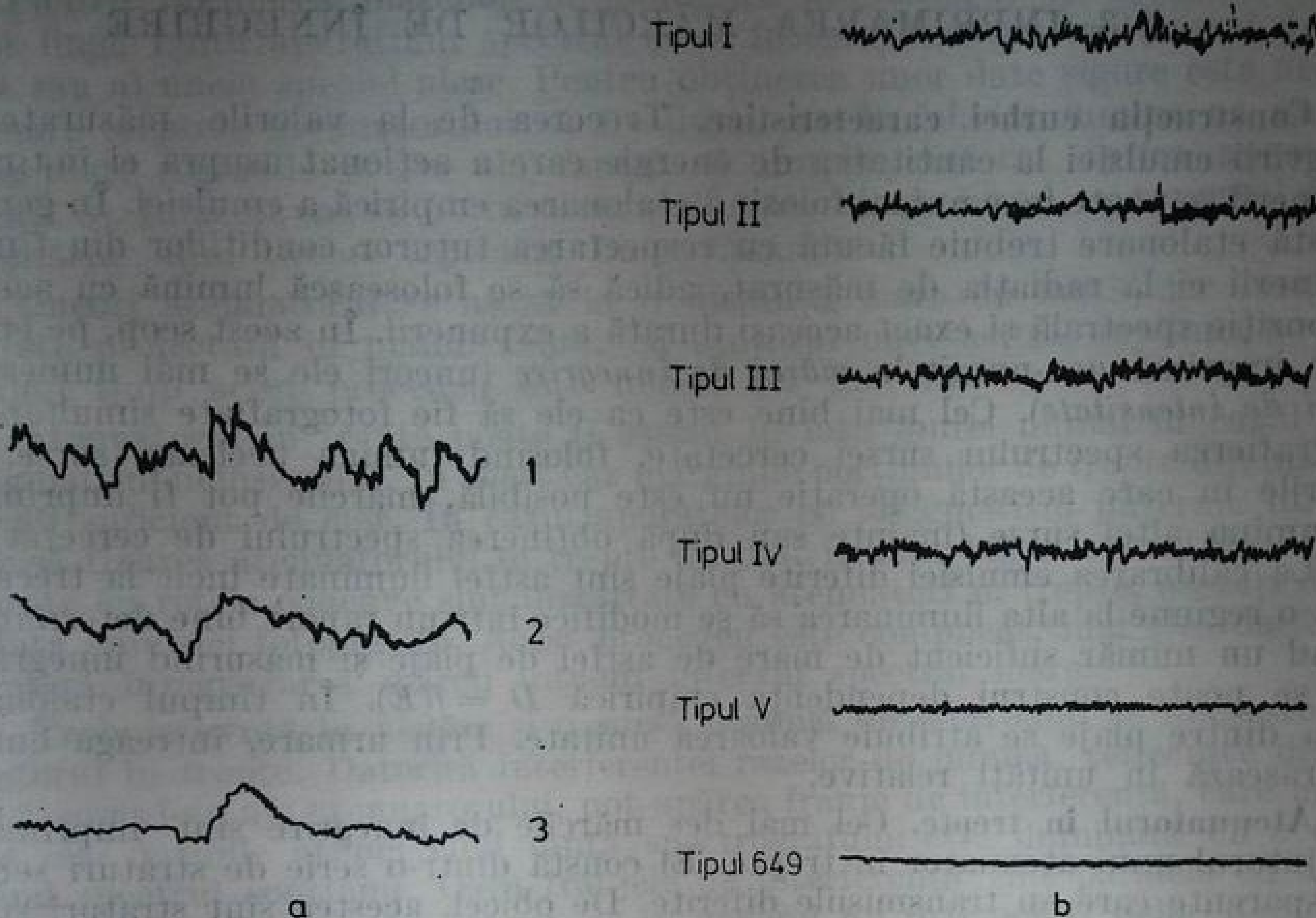


Fig. 12.11. Influenţa granulaţiei asupra rezultatelor fotometrării: a — emulsii pancrom, ΔS pentru curbele 1, 2 şi 3 este respectiv de 0,0025; 0,02 şi 0,1 mm^2; b — $\Delta S = 0{,}0025$ mm^2, pentru diferite tipuri de emulsii produse de firma Kodak. Valoarea este uniformă. Figurile a şi b sînt date în scări diferite.

în care se înregistrează energii luminoase de mică intensitate, nu este determinată de iluminare, ci de fluxul luminos, adică la fel ca şi luminozitatea monocromatoarelor (v. expresia (3.49).

În realitate proporţionalitatea $N\Delta S \sim N_f$ nu se înfăptuieşte. Din această cauză, dacă înnegrirea atinsă se află în regiunea subexpunerii (fig. 12.4), în care randamentul cuantic echivalent nu atinge încă maximul, este avantajoasă creşterea înnegririi, micşorînd scara imaginii fantei. Fireşte, această micşorare nu trebuie să ducă la o înnegrire excesiv de mare, la care randamentul cuantic echivalent scade din nou.

Datorită difuziei luminii în emulsia developată, densitatea de înnegrire depinde de procesul de măsurare. Într-adevăr, lumina de la o suprafaţă care produce lumină difuză va fi atenuată de stratul sensibil numai datorită absorbţiei ei în granulele de argint, în timp ce un fascicul direcţionat va fi atenuat atît de absorbţie, cît şi de difuzia produsă în întreaga emulsie.

De aceea, măsurătorile făcute într-un fascicul de lumină difuză şi în unul direcţionat precum şi măsurătorile care se efectuează la aperturi unghiulare diferite ale elementelor optice de măsură dau valori întrucîtva diferite ale

lui D. Înnegririle mai depind și de compoziția spectrală a luminii cu ajutorul căreia se efectuează măsurătoarea; în particular, granulele de argint sînt mai transparente în domeniul albastru decît în cel galben. Din această cauză, măsurătorile de înnegriri în care se folosesc filtre galbene sau roșii dau valori mai mari ale lui D decît măsurătorile în lumină albastră.

§ 3. IMPRIMAREA MĂRCILOR DE ÎNNEGRIRE

Construcția curbei caracteristice. Trecerea de la valorile măsurate ale înnegririi emulsiei la cantitatea de energie care a acționat asupra ei în timpul expunerii se poate face numai folosind etalonarea empirică a emulsiei. În general această etalonare trebuie făcută cu respectarea tuturor condițiilor din timpul expunerii ei la radiația de măsurat, adică să se folosească lumină cu aceeași compoziție spectrală și exact aceeași durată a expunerii. În acest scop, pe emulsii se imprimă așa-numitele *mărci de înnegrire* (uneori ele se mai numesc și *mărci de intensitate*). Cel mai bine este ca ele să fie fotografiate simultan cu fotografierea spectrului sursei cercetate, folosind lumina aceleiași surse. În cazurile în care această operație nu este posibilă, mărcile pot fi imprimate cu lumina altei surse (înainte sau după obținerea spectrului de cercetat).

La calibrarea emulsiei diferite plaje sînt astfel iluminate încît la trecerea de la o regiune la alta iluminarea să se modifice într-un raport bine determinat. Avînd un număr suficient de mare de astfel de plaje și măsurînd înnegrirea lor, se poate construi dependența empirică $D = f(E)$. În timpul etalonării uneia dintre plaje se atribuie valoarea unitate. Prin urmare, întreaga curbă se trasează în unități relative.

Atenuatorul în trepte. Cel mai des mărcile de înnegrire sînt imprimate cu ajutorul unui atenuator în trepte. El constă dintr-o serie de straturi semitransparente care au transmisiile diferite. De obicei, acestea sînt straturi subțiri din platină sau aluminiu, depuse pe un suport de sticlă sau de cuarț. Pentru protejare, stratul este acoperit cu o placă transparentă de același fel (fig. 12.12).

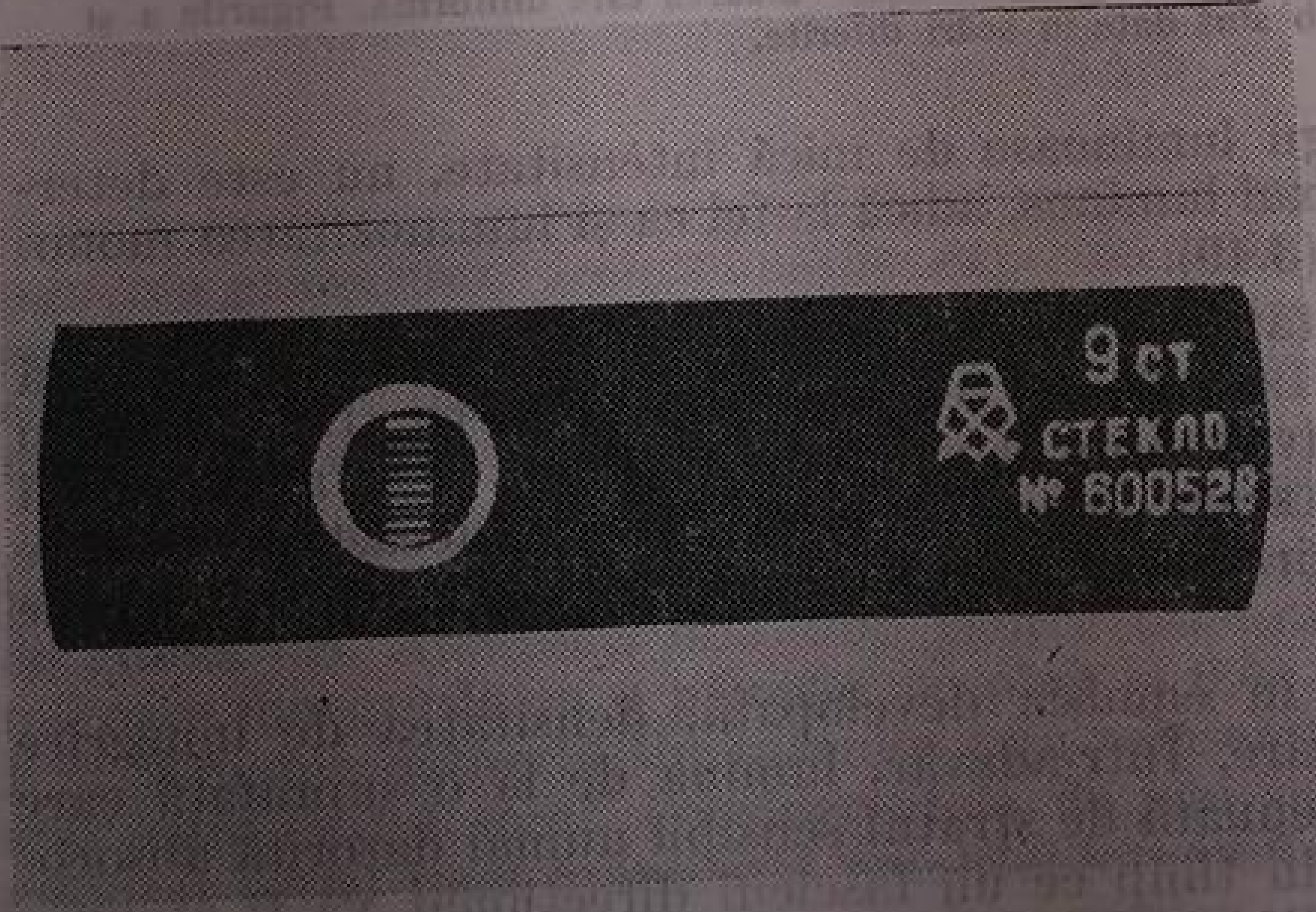


Fig. 12.12. Atenuator în trepte.

De obicei, atenuatorul în trepte constă din 7 — 9 straturi, a căror transmitanță variază de la 1 la 0,1. Uneori se realizează atenuatori cu raportul dintre transmitanțele treptelor extreme de 100 sau mai mult. Numărul de trepte și lărgimea lor depind de problema fotometrică pusă. Cel mai comod

este ca atenuatorii în trepte să nu fie selectivi. Această condiție este cel mai bine realizată de straturile de platină, ale căror curbe spectrale de transmisie au fost date în figura 9.1. Cînd se fac măsurători de precizie, nu trebuie să se acorde o încredere absolută datelor din prospect asupra transmitanței treptelor atenuatorului — odată cu trecerea timpului ea se poate modifica într-o anumită măsură.

Pentru obținerea mărcilor de înnegrire atenuatorul se așază de obicei exact lîngă fanta aparatului spectral și se fotografiază spectrul sursei de cercetat sau al uneia special alese. Pentru obținerea unor date sigure este necesar ca toate treptele atenuatorului să fie iluminate la fel, iar lumina ce provine de la toate regiunile active ale fantei să umple uniform optica aparatului (v. cap. 5). În acest caz se obțin o serie de spectre ale sursei, cu raportul dintre iluminările din fiecare spectru bine cunoscut.

Uneori atenuatorul se așază la o distanță mare de fantă, iar imaginea lui este proiectată în planul fantei cu ajutorul unei lentile suplimentare. În ultimul timp acest procedeu este folosit tot mai rar.

Atenuatorul în trepte poate fi așezat în fața fantei numai în cazul unui astigmatism neînsemnat. În acest caz marginile porțiunilor de trepte din imagine se văd suficient de clar. În cazul aparatelor cu astigmatism puternic nu este admisă fixarea atenuatorului în trepte imediat în fața fantei aparatului. Unele aparate cu rețele concave sînt înzestrate cu atenuatori în trepte, așezați direct în fața emulsiei fotografice. Acest procedeu este complicat, mai ales dacă este necesară înregistrarea mărcii într-un interval spectral mare.

Trebuie avută în vedere și o sursă posibilă de erori cînd se folosește atenuatorul în trepte. Datorită interferenței razelor de lumină, reflectate de cele două suprafețe ale atenuatorului, pot apărea franje de interferență, care uneori sînt clar vizibile atunci cînd fanta spectrografului este iluminată cu o sursă avînd spectrul continuu. Dacă franjele de interferență sînt paralele cu fanta, iar spectrul este de linii, atunci ele în general nu mai pot fi deloc depistate. Prezența unor asemenea franje poate afecta raportul strălucirii liniilor măsurate cu o eroare de cîteva procente. De aceea, pentru măsurători de precizie, orice atenuator trebuie verificat cu ajutorul unei surse cu spectru continuu. Dacă franjele date de el modifică substanțial înnegrirea din spectru, atunci este necesar să se aplice corecțiile corespunzătoare. Modificări foarte mici ale poziției atenuatorului de fantă pot schimba foarte puternic tabloul de interferență.

Erori de măsură a energiei pot fi introduse și datorită luminii reflectate pe suprafața posterioară a cuțitelor fantei cît și pe suprafața atenuatorului (fig. 12.13). Deoarece treptele atenuatorului constau din straturi reflectante,

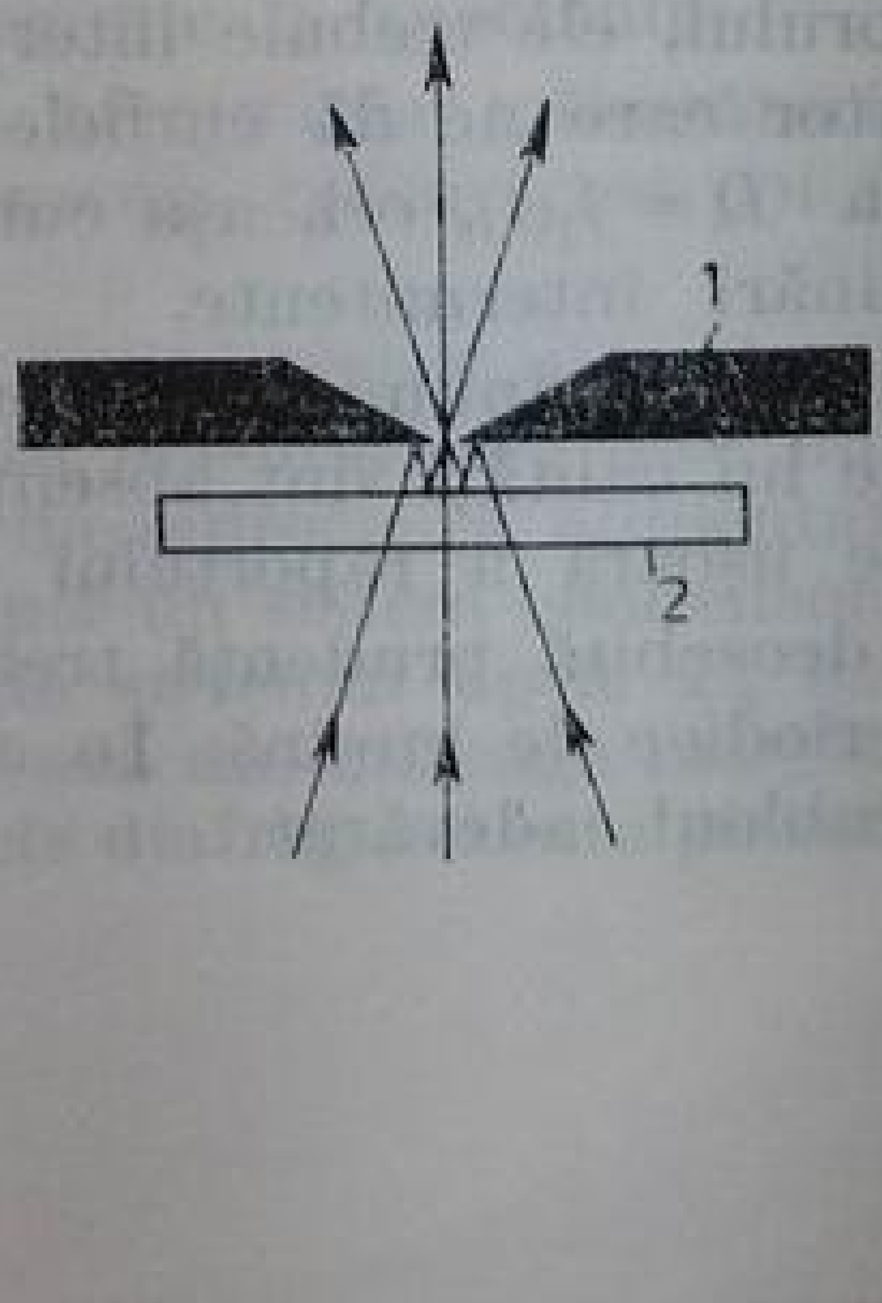


Fig. 12.13. Efectul de denaturare dat de lumina reflectată pe fantă și pe suprafața atenuatorului în trepte plasat imediat în fața ei : 1 — fanta ; 2 — atenuatorul în trepte.

energia luminii reflectate poate fi considerabilă, cu atît mai mare cu cît este mai mic coeficientul de transmisie al treptei respective. Pentru a evita erorile determinate de aceste reflexii, cuțitele fantei trebuie înnegrite [12.7].

Variația lărgimii fantei. Dacă spectrul folosit pentru înregistrarea mărcilor de înnegrire este continuu, se pot fotografia o serie de spectre prin modificarea succesivă a lărgimii fantei. Dacă timpii de expunere sînt aceiași pentru toate spectrele, atunci raportul dintre iluminările ce le corespund este egal cu raportul dintre lărgimile fantelor respective. Acest procedeu este valabil numai dacă strălucirea sursei de lumină este practic constantă în timpul tuturor expunerilor. O eroare importantă poate proveni din eroarea de măsură a lărgimilor fantei. Aceste erori devin deosebit de mari, în special în cazul fantelor înguste. Iată de ce fanta nu trebuie fixată la o lărgime mai mică de 0,05 – 0,01 mm. Acest fapt limitează gama valorilor iluminărilor, întrucît în majoritatea aparatelor nu se pot folosi fante mai largi decît 0,5 – 1 mm.

În locul modificării lărgimii fantei se folosește uneori o fantă în trepte, specială, care este formată din cîteva fante scurte cu lărgimi diferite. Raportul dintre lărgimile fiecăreia dintre treptele sale este minuțios determinat în timpul construcției fantei.

Sectorul în trepte. În locul atenuatorului în trepte uneori se folosește sectorul în trepte (fig. 12.14). El se așază aproape în planul fantei, astfel încît axa lui de rotație intersectează prelungirea fantei. Firește, trebuie realizate aceleași condiții de iluminare omogenă ca și în cazul folosirii atenuatorului în trepte. Sectorul se rotește în timpul expunerii, obținîndu-se o serie de spectre. Înnegririle din ele depind de mărimea segmentului de sector care corespunde

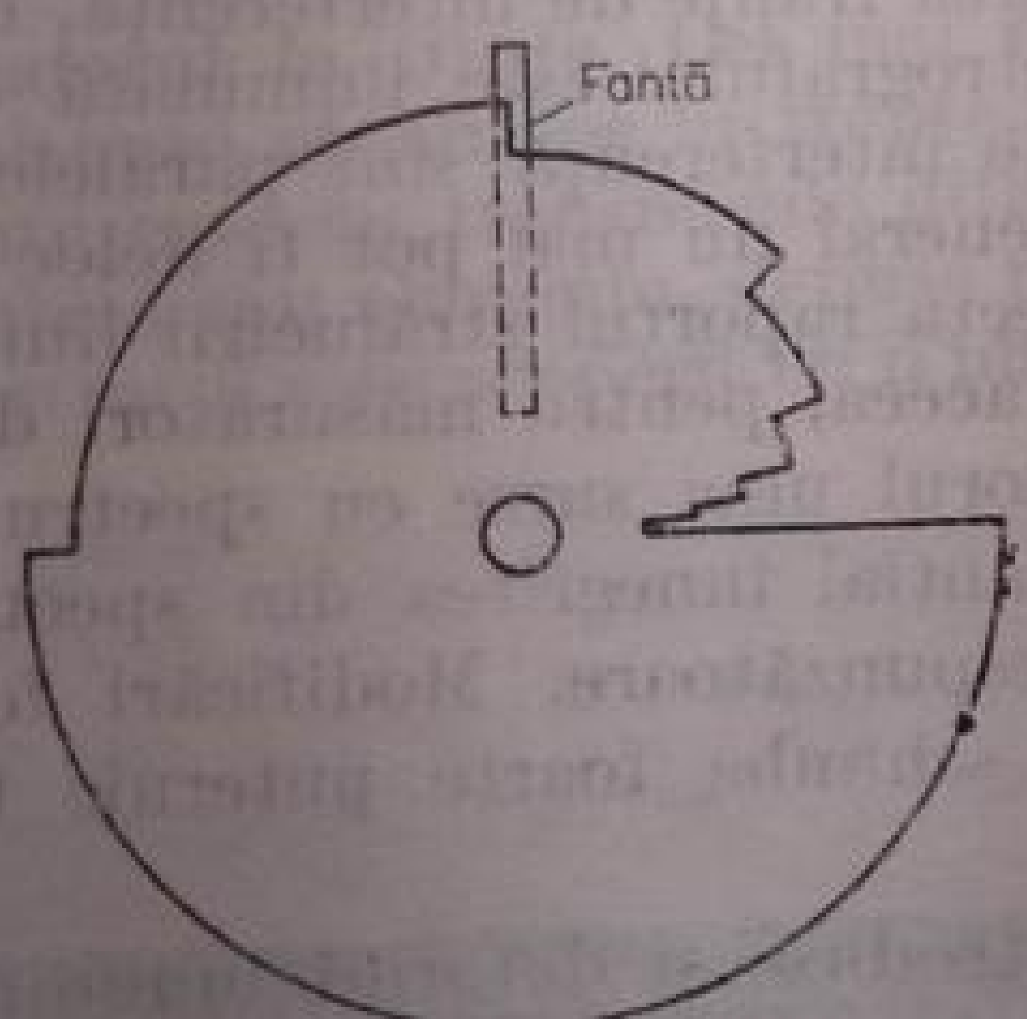


Fig. 12.14. Sector logaritmic în trepte.

unui anumit spectru. Cît privește măsurătorile cantitative efectuate cu ajutorul sectorului, ele trebuie interpretate cu mare prudență spre deosebire de un atenuator care ne dă curbele $D=f_2(E)$, cu ajutorul sectorului se obține dependența $D=f_1(t)$, ori, așa cum știm, f_1 și f_2 nu coincid, $f_1(t)$ corespunzînd unei iluminări intermitente.

Totuși pentru anumite probleme utilizarea sectorului este foarte comodă. Principalele lui calități sînt absența selectivității și faptul că permite o măsurare foarte ușoară a raportului dintre timpii de expunere.

Cu o deosebită prudență trebuie folosit sectorul mai ales pentru studiul surselor periodice de lumină. În acest caz efectul stroboscopic poate deforma complet tabloul adevărat.

Diafragmele și alte procedee de înregistrare a mărcilor de înnegrire. Mai demult se foloseau procedee de imprimare a mărcilor de înnegrire cu ajutorul diferitelor diafragme de apertură, așezate fie în fața fantei, fie în interiorul aparatului spectral.

Hansen a propus o diafragmă în trepte, care se proiectează pe fantă cu ajutorul unei optici sferocilindrice (fig. 12.15). Imaginea diafragmei este astfel construită, încît pe fantă să apară clar limitele dintre treptele ei. În acest caz

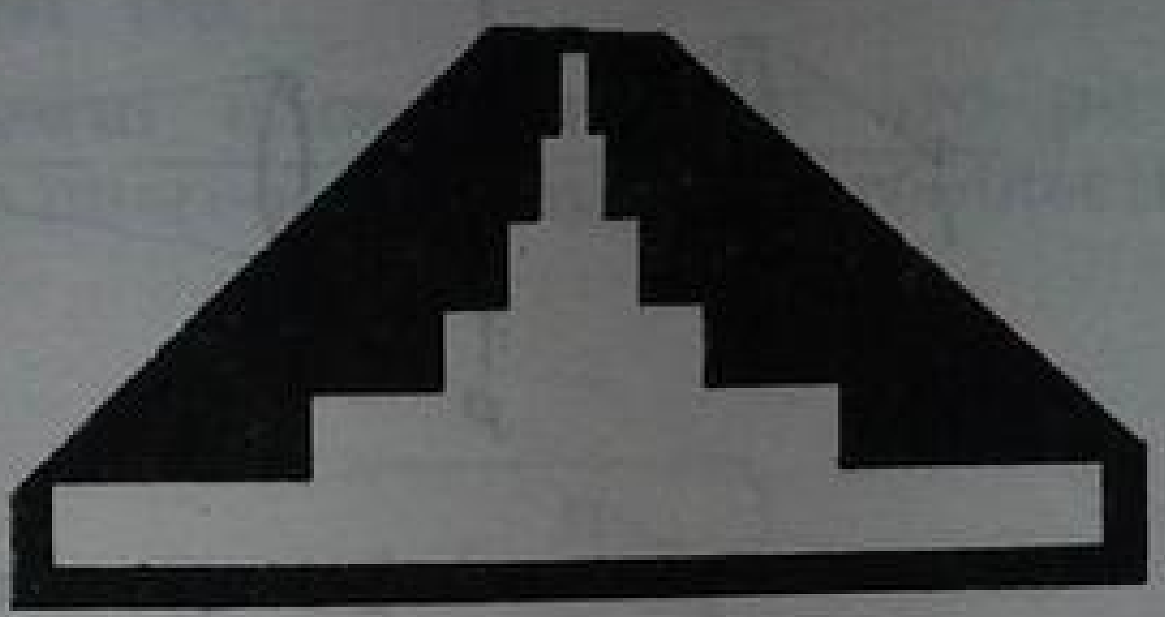


Fig. 12.15. Diafragmă în trepte.

raportul dintre iluminări la expunerea spectrului este egal cu raportul dintre lărgimile deschizăturilor diafragmei. Tot o variație riguroasă a iluminării de-a lungul unei linii spectrale se realizează și prin introducerea diafragmei fie între obiectivul fotografic și suprafața sa focală, fie între fantă și lentila colimatorului. În prezent asemenea metode de înregistrare a mărcilor aproape că nu se mai folosesc, cu toate că selectivitatea spectrală extrem de redusă constituie un avantaj indiscutabil. Folosirea diafragmelor implică însă atît o reproductibilitate cît și un calcul perfect al condițiilor de umplere a opticii aparatului, ceea ce este greu de realizat cu precizia necesară.

Pentru imprimarea mărcilor se introduc uneori în sistemul de iluminare sau în interiorul spectrografului rețele de sîrmă cu un coeficient de transmisie bine determinat, se folosesc multipleți spectrali al căror raport între străluciri este cunoscut sau se obține o serie de spectre de la o sursă „punctuală", așezată la diferite distanțe de fantă. În ultimul caz se presupune că iluminarea spectrului variază invers proporțional cu pătratul distanței. Trebuie însă avut grijă ca sursa să fie suficient de mică în comparație cu distanța de la ea la fantă, iar înnegririle să nu fie deformate datorită luminii reflectate de pereții laboratorului sau a luminii difuzate în interiorul spectrografului.

§ 4. MĂSURAREA ÎNNEGRIRILOR

Pentru măsurarea înnegririlor în spectre, se folosesc *microfotometre*. Cel mai frecvent sînt folosite *microfotometre înregistratoare*, care dau o înregistrare continuă a înnegririlor dintr-o anumită regiune a spectrului.

Unele tipuri de microfotometre permit efectuarea măsurătorilor numai în anumite puncte ale plăcii fotografice. Asemenea măsurători pot fi realizate și cu aparate înregistratoare.

Schema de principiu a unui fotometru înregistrator este dată în figura 12. 16. Imaginea fotografică a spectrului de măsurat, P, este iluminată cu o sursă constantă de lumină, I (un bec de incandescență alimentat de la un acumulator sau de la o sursă stabilizată), printr-un sistem condensor, L_1. Regiunea de spectru iluminată este proiectată de sistemul optic L_2 cu o mărire puternică în planul diafragmei S, care delimitează din întreaga imagine regiunea din fotoemulsie, care va fi măsurată. În spatele diafragmei este plasat un recep-

tor fotoelectric, F, de la care semnalul este transmis dispozitivului de înregistrare, M.

Pentru înregistrarea spectrului trebuie să se realizeze o deplasare sincronizată a emulsiei, în direcția dispersiei, cu cea a benzii de hîrtie sau a filmului fotografic pe care se face înscrierea înnegririlor. De obicei, pe marginile spectrului se face înregistrarea și a regiunilor de emulsie neexpuse la lumină, la

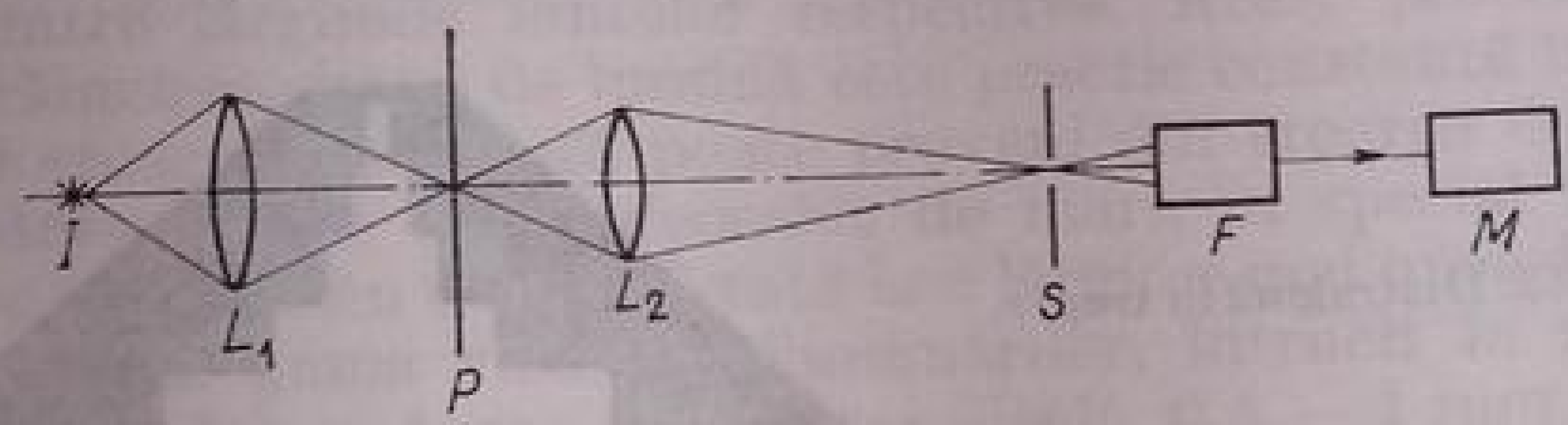


Fig. 12.16. Schema de principiu a unui microfotometru înregistrator.

care se raportează înnegririle. Dacă sistemul fotoelectric al microfotometrului este liniar, atunci mărimea deviației, n, este proporțională cu fluxul luminos Φ, care acționează asupra sistemului. Luînd ca unitate deviația corespunzătoare regiunii neînnegrite a emulsiei, se obține $\log n = D$. Prin urmare, pentru a trece de la ordonatele curbei astfel obținute la înnegriri, trebuie logaritmate valorile citirilor. Uneori această operație se realizează în același aparat, astfel încît la ieșire se obțin direct valorile înnegririlor. În unele cazuri efectul acțiunii luminii asupra emulsiei fotografice este determinat nu după înnegrire, ci prin alte funcții, de exemplu, prin transmitanța emulsiei, $T = \Phi/\Phi_0$. În cazul unui aparat liniar, $T = n/n_0$.

Uneori, pentru a extinde partea liniară a curbei caracteristice pe o porțiune mai mare decît regiunea înnegririlor normale, în loc de $\log n = D$ se ia funcția W, definită prin relația

$$W = \log\left(\frac{n_0}{n} - 1\right).$$

Unele microfotometre au scale pe care se pot citi valorile lui T sau ale lui W. Trebuie subliniat că utilizarea uneia sau alteia dintre caracteristicile efectului produs de lumină asupra plăcii fotografice este determinat de comoditatea și viteza de efectuare a măsurătorilor, fără ca, în principiu, să afecteze precizia lor. Din această cauză, cel mai des se folosește scala înnegririlor.

Un procedeu ceva mai aparte față de cele descrise este procedeul care constă în măsurarea lărgimii imaginilor liniilor spectrale. Cu cît este mai strălucitoare imaginea liniei spectrale, cu atît ea se extinde mai mult față de centrul ei. În aparatele cu dispersie mică și medie această lărgire a liniilor spectrale nu este determinată de proprietățile sursei (de lărgimea spectrală a liniei însăși), ci de difuzia luminii în emulsia fotografică. Prin urmare, domeniul înnegririlor din apropierea liniei este cu atît mai larg, cu cît este mai mare expunerea. S-a propus o metodă, care, printr-o adaptare suplă a microfotometrului, permite măsurarea lărgimii efective a imaginii fotografice a liniei, asigurînd astfel compararea strălucirilor liniilor spectrale, care se deosebesc foarte mult între ele [12.8]. Însă această metodă nu s-a răspîndit prea mult.

O măsură a acțiunii luminii emulsiei fotografice o constituie și microrelieful care se formează pe placa fotografică developată. Aceste neregularități se observă ușor cu ajutorul unui microinterferometru [12.9].

Microfotometre. Vom descrie în această secțiune microfotometrul fără înregistrare МФ—2 și microfotometrul înregistrator МФ—4. Schema optică și construcția principalelor subansamble sînt aceleași în ambele aparate. Ele au la bază schema optică și construcția fotometrului rapid Zeiss, Г—11. În figura 12.17 sînt reprezentate aspectul general al aparatului și schema optică a acestuia.

Microfotometrul МФ—2 este destinat pentru măsurarea înnegririlor liniilor spectrale și a unor părți din spectrul continuu. El face parte din cele mai simple aparate cu un singur fascicul de acest tip.

Placa studiată se fixează cu ajutorul unor cleme cu arc pe măsuța 1 (fig. 12.17a), cu emulsia îndreptată spre microobiectivul 2. Microobiectivul proiec-

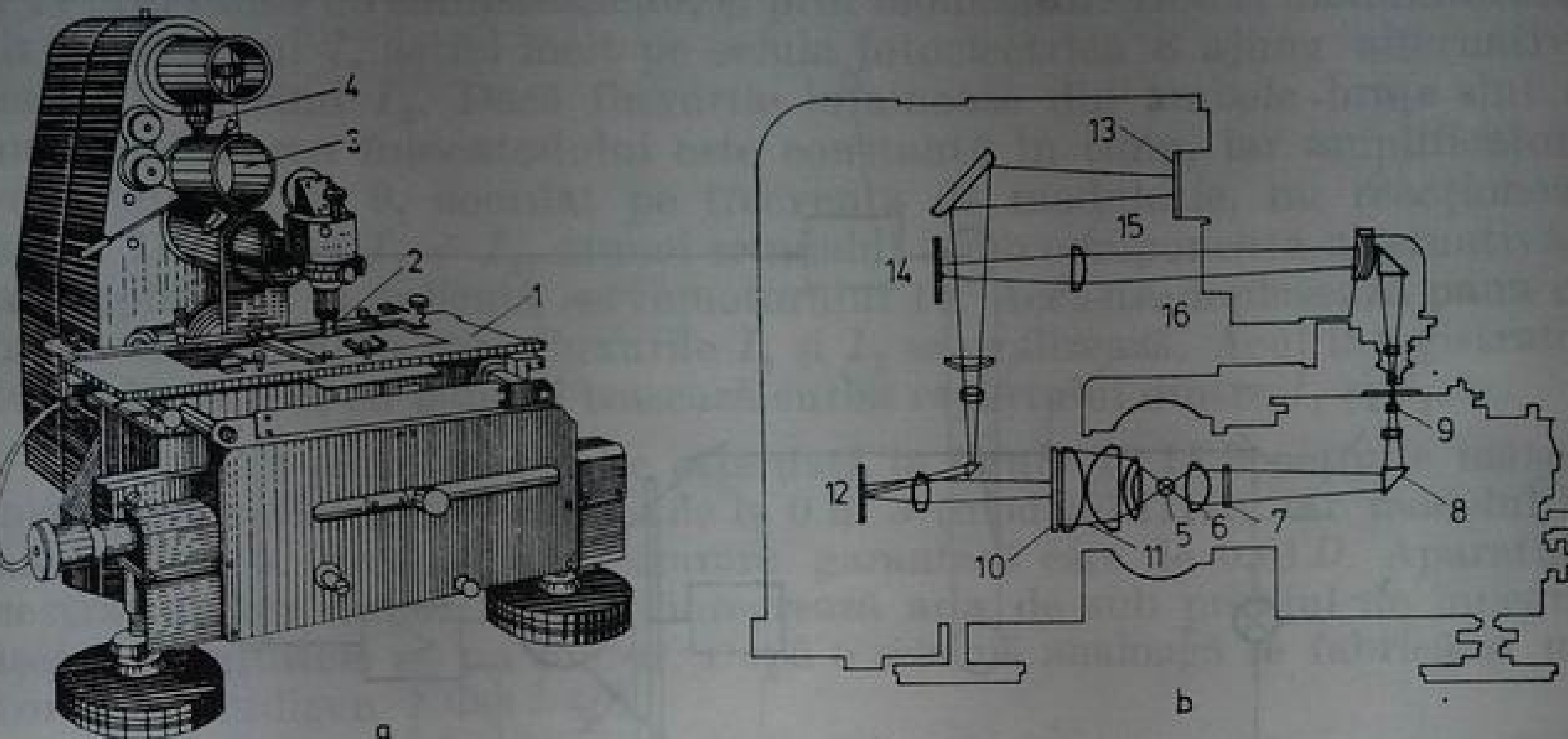


Fig. 12.17. Aspectul exterior (a) și schema optică (b) a fotometrului rapid Г—11.

tează regiunea explorată a spectrului în planul ecranului 3, în spatele căruia es află fanta de măsură. Lărgimea ei se reglează cu ajutorul tamburului 4. Folosind o diafragmă specială, se poate regla și înălțimea activă a fantei de măsură.

Ca sursă de lumină se folosește becul cu incandescență 5 (fig. 12.17 b). Condensorul 6 iluminează fanta largă 7, ale cărei cuțite sînt făcute din lame de sticlă colorate în verde. Cu ajutorul prismei 8, care frînge drumul razelor cu 90°, și a microobiectivului 9 fanta este proiectată clar în planul emulsiei de măsurat. Această schemă permite să se obțină pe ecran o porțiune mare, clar vizibilă a spectrului. Cantitatea de lumină difuzată care cade pe fanta de măsură trebuie să fie cît mai mică posibil. Mărirea sistemului de proiecție se poate modifica în limitele de la 21x la 30x. Pentru aceasta, se folosesc lentile suplimentare.

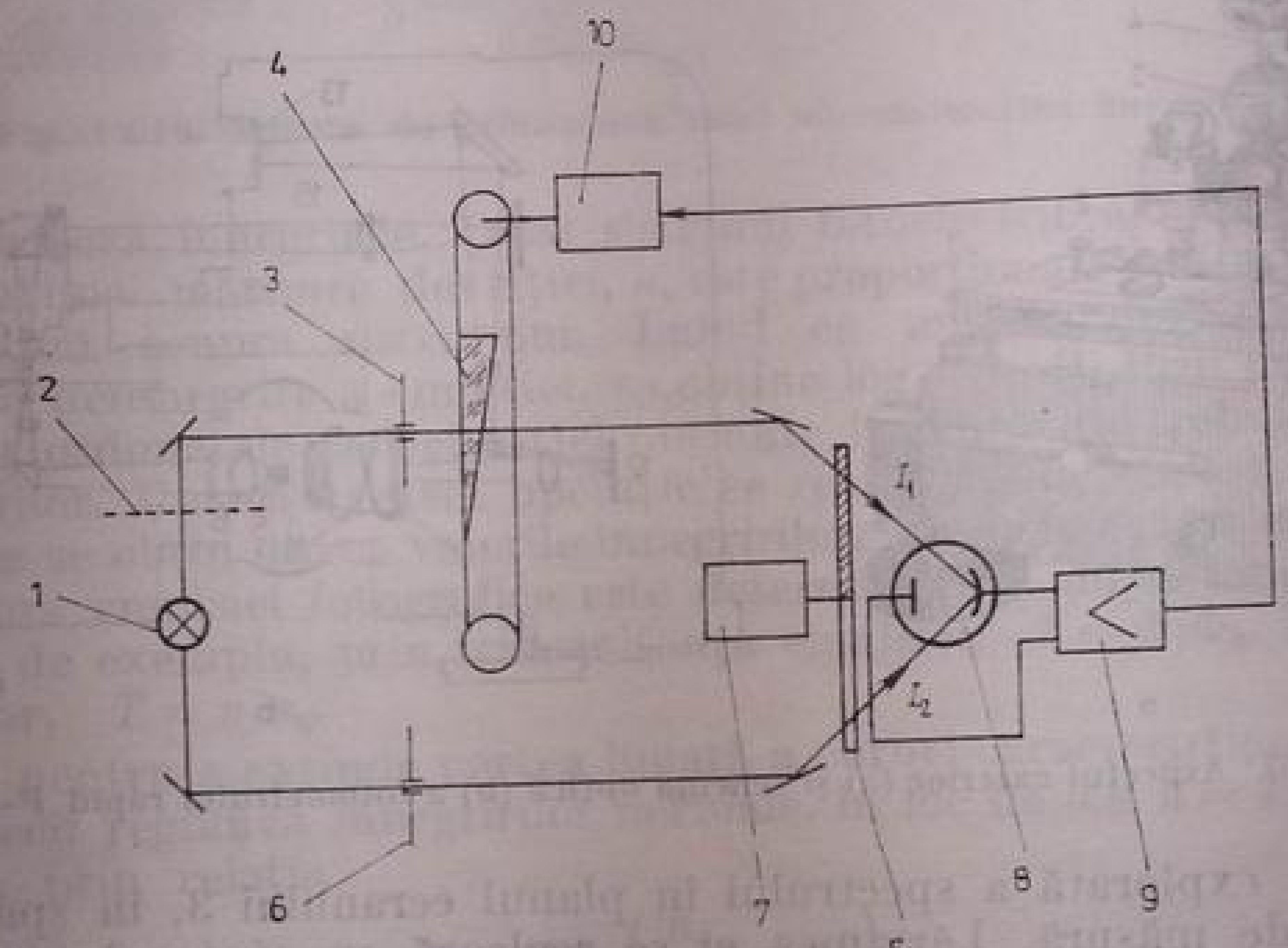
Lumina de la același bec servește și pentru iluminarea scalei galvanometrului, 10. Condensorul 11 proiectează filamentul lămpii pe oglinda galvanometrului, 12. Imaginea scalei astfel reflectată este proiectată, cu ajutorul unui sistem de lentile și de prisme și oglinzi de frîngere a drumului razelor, pe ecranul de citire, 13. Rotirea oglinzii galvanometrului, datorită curentului fotoelectric de la celula fotoelectrică cu seleniu, 14, pe care este proiectată, cu ajutorul lentilei 15, imaginea fantei de măsură 16, produce deplasarea imaginii scalei pe ecran față de un indice de măsură fix.

Pentru o arie a porțiunii de măsurat de 0,0 mm², regiunile neimpresionate ale plăcii fotografice dau o deplasare a scalei cu circa 1000 diviziuni. Acest

tip de aparat este foarte comod, atunci cînd trebuie măsurată înnegrirea unui număr nu prea mare de linii din spectru.

O variantă a acestui microfotometru, destinat pentru înregistrarea fotografică continuă a transmisiei emulsiei fotografice, este livrată sub denumirea de МФ —4, la care măsuța cu placa fotografică se mişcă încet cu ajutorul unui electromotor cu reductor. O riglă de sticlă leagă măsuța cu caseta în care se află placa fotografică. Pe riglă se deplasează un spot luminos dat tot de oglinda galvanometrului. Această construcție asigură o sincronizare satisfăcătoare a mişcării măsuței de măsurat cu placa fotografică precum şi variația în limite largi a raportului dintre vitezele lor de mişcare.

Din păcate, sensibilitatea aparatelor МФ —2 şi МФ —4 nu este suficientă pentru măsurarea unor înnegriri relativ mari pe o suprafață fotometrată mică



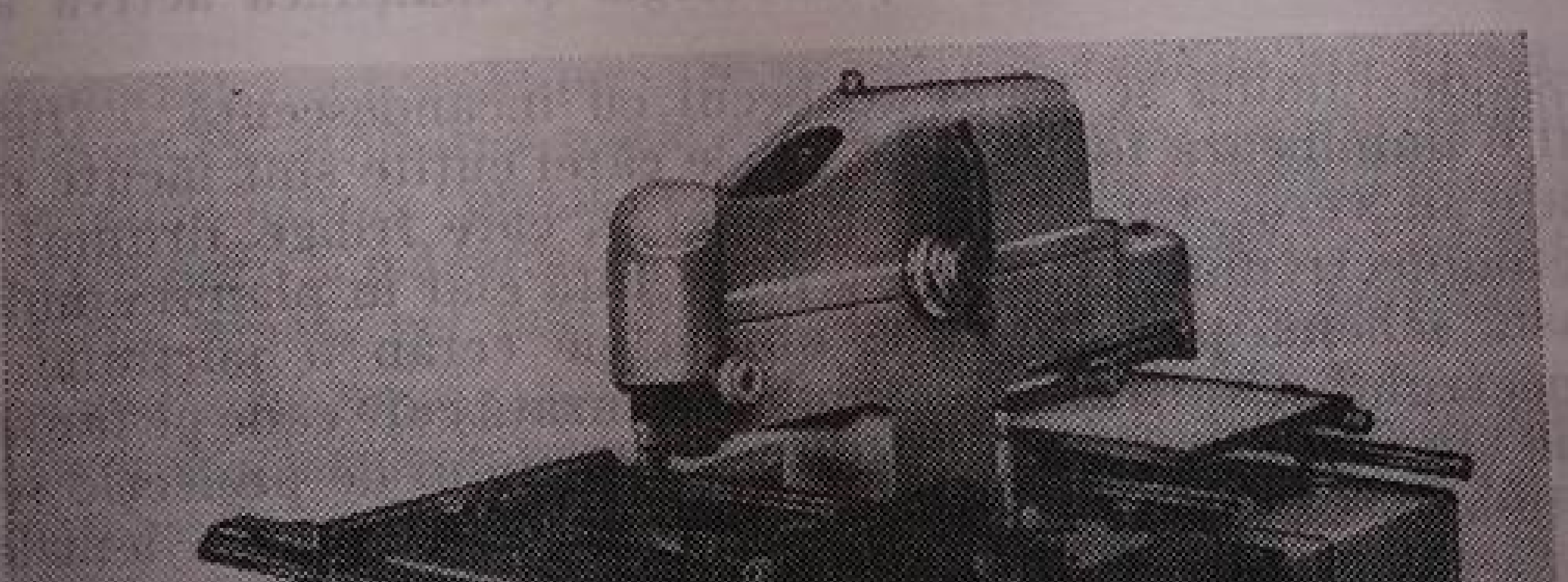


Fig. 12.18. Schema de principiu (a) şi aspectul exterior (b) ale microfotometrului Joyce.

($<0{,}01$ mm^2). Pentru mărirea sensibilității, celula fotoelectrică cu seleniu este înlocuită cu un fotomultiplicator, iar înregistrarea fotografică, cu înregistrarea dată de un potențiometru electronic inscriptor. Descrierea acestei instalații este dată în lucrarea [12.10]. Toate aparatele de nul necesită surse de lumină strict constante. Variația strălucirii lor reprezintă principala sursă de erori.

Mai perfecționate sînt aparatele cu două fascicule, de pildă microfotometrul înregistrator Joyce. Funcționarea lui se bazează pe egalizarea a două fluxuri de lumină — unul care trece prin emulsia fotografică de măsurat și altul etalon. Schema de principiu a aparatului este dată în figura 12.18 a. Lumina de la o lampă cu incandescență, 1, merge pe două căi : 1) prin spectrograma de măsurat, 2, fanta de măsură, 3, pana de atenuare, 4, și modulatorul 5 și 2) prin fanta de comparație, 6, și prin modulator. Discul modulatorului este rotit de motorul 7, astfel încît pe celula fotoelectrică 8 ajung alternativ cînd fasciculul I_1, cînd I_2. Dacă fluxurile luminoase din ambele brațe sînt egale, atunci iluminarea fotocatodului este constantă în timp, iar amplificatorul de curent alternativ, 9, acordat pe frecvența de modulație, nu reacționează la semnal. Dacă însă $I_1 \neq I_2$, atunci semnalul are o componentă alternativă, care este amplificată și aplicată servomotorului 10. Aceasta deplasează pana optică pînă în momentul în care fluxurile I_1 și I_2 se egalizează. Acul înregistratorului este cuplat direct cu pana și trasează curba raportului dintre I_1 și I_2.

Aparatul a cărui fotografie este dată în figura 12.18 b permite măsurarea densităților optice între limitele de la 0 la 3 (modelul IIIC), iar modelul IIICS pînă la $D = 6$. Precizia de măsurare garantată este de $0{,}01D$. Aparatul este înzestrat cu un dispozitiv care integrează aria de sub profilul de înnegrire și afișează rezultatele pe un contor. După o schemă analoagă se fabrică și microfotometrul indigen NФO—451.

Firma Joyce livrează și microfotometre automate, care înregistrează datele sub formă de cifre discrete afișate la intervale de 0,005 mm sau multipli ai acestei valori. Diferite tipuri din seria acestor aparate (P MarkIII, CC MarkII sau M MarkII) pot imprima rezultatele sau le pot înregistra pe bandă magnetică sau pe bandă perforată, efectuînd pînă la 16 măsurători pe secundă. Toate măsurătorile se efectuează automat, după un program comandat de operator.

Microfotometrarea. Pentru a obține rezultate corecte în fotometrare sînt necesare o serie de precauțiuni în măsurarea înnegririlor. În general, indicațiile unui microfotometru sînt totdeauna mai mari decît cele reale, datorită luminii difuzate a sursei de iluminare, care trece prin fanta de măsură a aparatului. Pentru micșorarea cantității de lumină difuzată este necesar să se îngusteze pe cît posibil fanta preliminară a microfotometrului. Totuși, lățimea imaginii sale pe ecran trebuie să depășească lărgimea fantei de măsură, care, la rîndul său, trebuie să aibă 30—50% din lățimea imaginii de pe ecran a liniei de măsurat. Pentru medierea rezultatelor, în cazul fotografierii unui spectru de linii, fanta spectrografului este de dorit să fie lărgită, atît cît o permite aceasta condițiile de fotografiere. Lărgimea de lucru a fantei spectrografului este limitată de creșterea înnegririi fondului și de suprapunerea imaginilor liniilor vecine, care împiedică izolarea liniei de măsurat. Pe de altă parte, alegerea unei fante a spectrografului exagerat de îngustă poate duce la erori, datorită curbării liniilor : fanta de măsură care este dreaptă poate ieși parțial peste capetele imaginii liniei. Același motiv determină și limitarea înălțimii porțiunii măsurate a liniei spectrale. De obicei, pentru fotometrare se alege o lărgime a imaginilor liniei spectrale (de pe placa fotografică) care este în jur de 0,05 mm, înălțimea imaginii fiind de circa 1 mm. În acest caz, aria porțiunii fotometrice a emulsiei este de

aproximativ 0,05 mm^2, iar granulația emulsiei nu afectează practic rezultatele măsurătorii. Nevoia de a micșora aria fotometrată de 5—20 de ori, modifică în așa fel condițiile, încît eroarea determinată de granulație poate să devină hotărîtoare.

Cînd placa fotografică este fixată pe măsuța microfotometrului, imaginea spectrului trebuie să fie focalizată clar pe ecran pentru întreaga porțiune de măsurat. Liniile spectrale trebuie să fie așezate paralel cu fanta aparatului, iar deplasarea plăcii trebuie să se producă strict de-a lungul dispersiei aparatului. Pentru a se putea controla toate acestea este indicat ca în momentul fotografierii spectrului să se lipească perpendicular pe fața spectrografului un fir. El va produce discontinuități în spectru, care se vor aranja de-a lungul dispersiei. Aceasta va servi foarte bine pentru controlul corectitudinii deplasării măsuței. Toate ajustările necesare se efectuează prin acționarea corespunzătoare a unor tambururi ale aparatului, de obicei fiind complet suficient numai un control vizual al corectitudinii punerii la punct.

Pentru fotometrările vizuale, imaginea liniei se aduce pe fantă prin rotirea fină a șurubului micrometric, care mișcă măsuța. Tamburul acestuia se rotește pînă cînd se obține deviația minimă a galvanometrului în cazul unei linii de emisie (pentru o linie de absorbție, pînă la deviația maximă).

Micile defecte ale emulsiei și fluctuațiile întîmplătoare ale numărului de granule determină o anumită diferență între deviația maximă și valoarea adevărată a înnegririi. Din acest punct de vedere aparatele înregistratoare sînt mai sigure, deoarece pe diagrama înregistrată astfel de abateri întîmplătoare pot fi ușor descoperite.

Dacă măsurătorile se efectuează cu un aparat înregistrator, atunci o viteză de înregistrare exagerat de mare a înscrierii spectrului determină o aplatizare a maximelor și deplasarea lor (analog cu înregistrarea spectrogramelor; v. cap. 7). Stabilirea vitezei corecte este cel mai ușor de realizat experimental, înscriind fragmente de spectre la două viteze, care se deosebesc de 1,5—2 ori. Dacă rezultatele celor două înregistrări sînt practic identice, aceasta înseamnă că nu există deformări datorate vitezei de înregistrare. În caz contrar, viteza trebuie micșorată pînă cînd ambele rezultate devin identice.

§ 5. FOTOMETRIA FOTOGRAFICĂ

Fotometria monocromatică. În practica măsurătorilor spectrale se disting două probleme cu grad de dificultate foarte diferit, care se rezolvă, în consecință, cu precizii diferite. Dacă cele două linii care se compară (sau două porțiuni ale spectrului) se află atît de aproape, încît prin trecerea de la o linie la alta toate proprietățile aparatului spectral și ale receptorului se pot considera neschimbate, atunci se spune că avem de a face cu *fotometria monocromatică* sau *homocromatică*. În caz contrar este vorba despre fotometria heterocromatică.

Intervalul spectral maxim în care se pot folosi metodele simple ale fotometriei monocromatice este determinat de precizia de măsurare și de valoarea dorită a erorilor și a aproximațiilor admise în întregul traiect de măsurat. Mărimea acestui interval depinde într-o foarte mare măsură de domeniul spectral în care se află liniile studiate. De obicei, dacă $\lambda_1 - \lambda_2$ nu depășește cîteva zecimi de ångströmi, se poate folosi fotometria monocromatică. Însă în regiuni ale spectrului în care sensibilitatea emulsiei fotografice variază repede (în domeniul galben-verde sau, pentru emulsiile pancromatice, în domeniul roșu), chiar pentru un interval de 10—20 Å, uneori trebuie aplicate corecții pentru diferen-

ţele introduse de sensibilitatea emulsiei. Pe de altă parte, într-o serie de cazuri se pot utiliza metodele fotometriei monocromatice şi pentru intervale de 100 Å sau mai mari. Problema posibilităţii aplicării acestei metode trebuie rezolvată în fiecare caz în parte pe baza analizei erorilor de măsură şi a preciziei necesare a rezultatelor.

Pentru compararea fotografică a strălucirii a două linii care se află suficient de aproape, se procedează în felul următor. Se construieşte curba caracteristică a emulsiei fotografice fotografiind spectrul cu ajutorul unui atenuator în trepte, ţinînd cont de toate condiţiile de iluminare uniformă a fantei, descrise în capitolul 5. Dintre cele două linii care se compară, pentru trasarea curbei caracteristice se foloseşte linia cea mai strălucitoare (fig. 12.19). Din valoarea măsurată a înnegririi liniei mai slabe, pentru regiunea corespunzătoare a treptei transparente a atenuatorului, se determină din curba construită strălucirea celei de a doua linii, raportată la strălucirea primeia.

Este ceva mai complicat să se determine strălucirea relativă a liniilor trasînd curbele caracteristice pentru fiecare dintre ele. Ambele curbe caracteristice trebuie să fie asemănătoare ca formă, însă decalate pe axa absciselor. Mersul paralel al curbelor poate servi la controlul gradului de valabilitate a metodei fotometriei monocromatice pentru perechea de linii dată. Însă un asemenea control nu este suficient — diferenţele în sensibilitate pot apărea pe un interval mai mic de lungimi de undă decît diferenţele de contrast. Forma celor două curbe este dată în figura 12.20. Raportul dintre străluciri se determină din

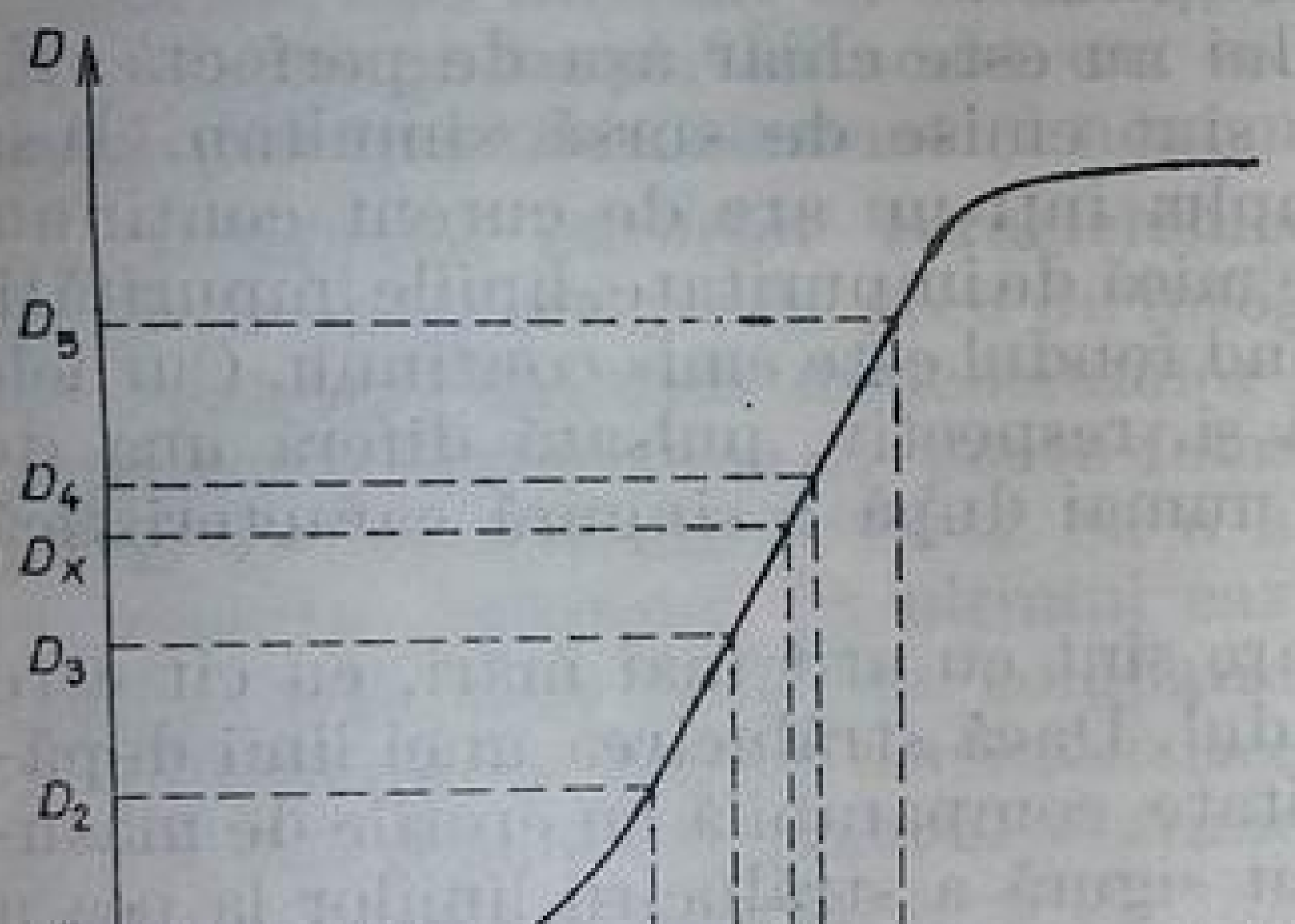


Fig. 12.19. Determinarea raportului dintre strălucirile a două linii din curba caracteristică, trasată după linia mai strălucitoare: T_1 — — T_5 — transmitanţele treptelor atenuatorului; $D_1 - D_5$ — înnegririle porţiunilor corespunzătoare ale imaginii liniei mai intense; D_x — — înnegrirea liniei slabe în regiunea care corespunde treptei transparente, x — strălucirea relativă a liniei slabe.

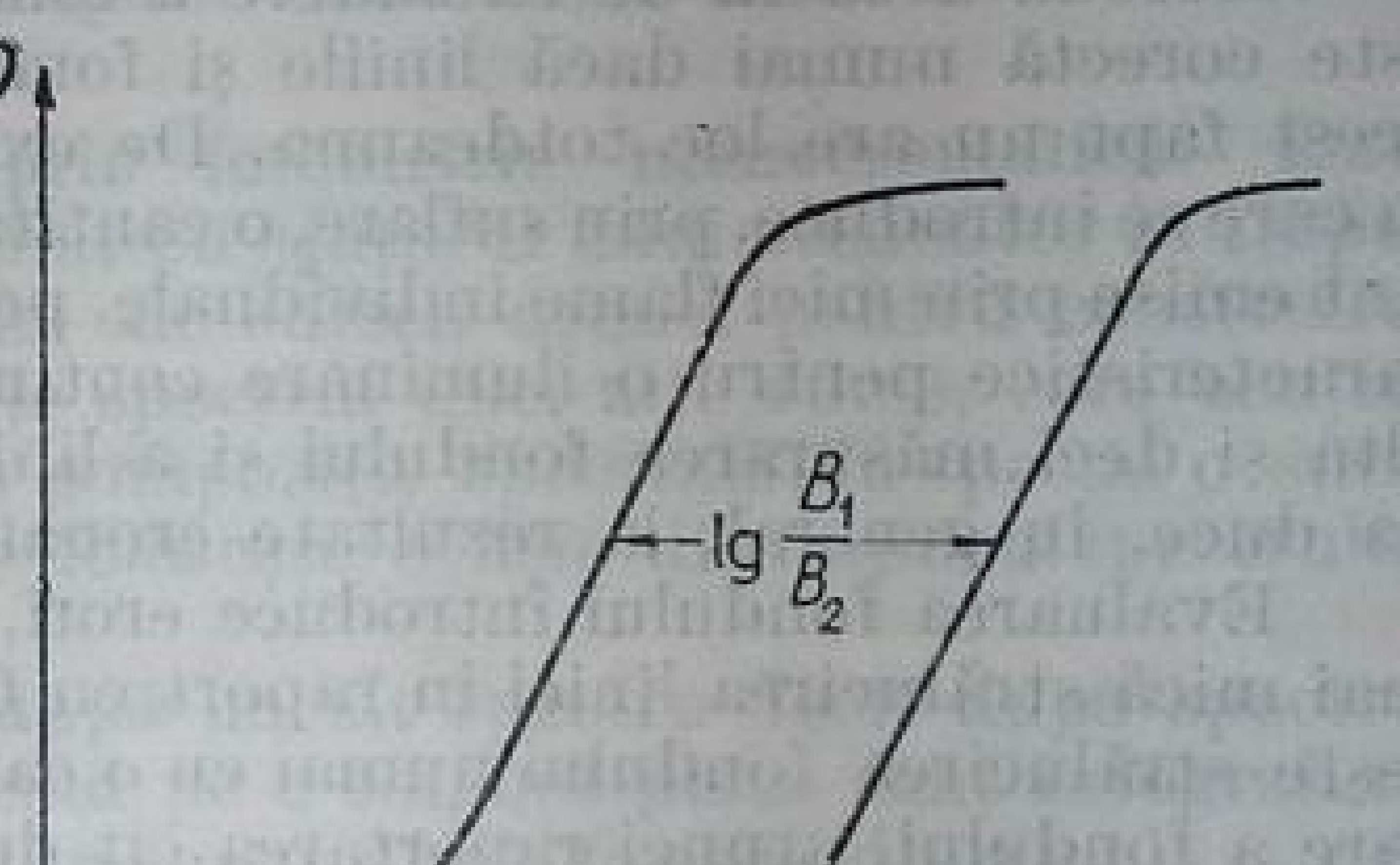


Fig. 12.20. Determinarea raportului dintre strălucirile a două linii după distanţa dintre cele două curbe caracteristice.

distanţa $\Delta = \log (B_1/B_2)$. Întrucît în acest caz rezultatele măsurătorilor sînt mediate în funcţie de o serie de puncte ale curbei caracteristice, precizia obţinută poate fi ceva mai ridicată decît în cazul măsurării prin prima metodă.

În general, este indicat ca fanta spectrografului să fie deschisă astfel încît conturul instrumental să fie substanţial mai larg decît conturul liniei însăşi.

În acest caz înnegrirea din apropierea maximului conturului instrumental este constantă, iar măsurarea strălucirii permite obţinerea unor mărimi proporţionale cu strălucirea integrală, B_λ, a liniei spectrale. Dacă linia este largă în comparaţie cu conturul instrumental, atunci ea poate fi considerată ca o porţiune de spectru continuu. Pentru determinarea distribuţiei de energie în ea, trebuie măsurate înnegririle pentru o serie de domenii vecine şi, în funcţie de valorile obţinute, să se determine valorile strălucirilor spectrale, b_λ. Prin însumarea lor găsim

$$B_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} b_\lambda \, d\lambda \approx \sum_k b_{\lambda_k} \Delta\lambda.$$

Măsurarea în puncte individuale este adesea inevitabilă cînd se determină distribuţia de energie în aripile liniei, care se întind uneori destul de departe de centrul ei.

Considerarea fondului. De obicei, liniile se observă pe fondul spectrului continuu al sursei. În acest caz, pentru măsurarea strălucirilor relative este necesar să se ia în considerare fondul. Pentru aceasta, după construirea curbei de înnegrire, se măsoară înnegrirea fondului din dreapta şi din stînga fiecărei linii. Se ia valoarea medie, iar după curba caracteristică, se determină strălucirea fondului de sub linii, în unităţi relative. Apoi, în aceleaşi unităţi se măsoară strălucirea totală a fondului împreună cu a liniilor. Din ea se scade strălucirea fondului şi se obţine strălucirea liniei. La fel se procedează şi pentru cea de a doua linie şi se face raportul strălucirilor obţinute.

Metoda aceasta de excludere a fondului nu este chiar aşa de perfectă. Ea este corectă numai dacă liniile şi fondul sînt emise de sursă simultan. Însă acest fapt nu are loc totdeauna. De exemplu, într-un arc de curent continuu, în care se introduce, prin suflare, o cantitate mică de impuritate, liniile impurităţii sînt emise prin mici flame individuale, pe cînd fondul este emis continuu. Curbele caracteristice pentru o iluminare continuă şi, respectiv, pulsată diferă una de alta şi deci măsurarea fondului şi a liniei numai după o singură caracteristică va duce, în general, la rezultate eronate.

Evaluarea fondului introduce erori, care sînt cu atît mai mari, cu cît este mai mică strălucirea liniei în raport cu fondul. Dacă strălucirea unei linii depăşeşte strălucirea fondului numai cu o cantitate comparabilă cu erorile de măsurare a fondului, atunci raportarea cît de cît sigură a strălucirii liniilor la cea a fondului este practic imposibil de făcut. De aceea, este de dorit ca, pe cît posibil, fondul să fie mic.

Una dintre căile de micşorare a strălucirii fondului continuu faţă de cel al liniilor o constituie mărirea puterii de separare practice, de pildă prin mărirea dispersiei şi micşorarea deschiderii fantei aparatului. Dar nici această micşorare uneori nu este avantajoasă, deoarece determină o micşorare a ariei de măsurat şi deci creşterea erorilor datorită granulaţiei emulsiei. Din această cauză, pentru mărirea preciziei de măsură tebuie folosite aparate cu dispersie mare.

Deosebit de periculos este mai ales fondul dat nu de spectrul continuu, ci de benzile moleculare nerezolvate. Distribuţia de energie din el poate varia relativ brusc. Determinările făcute la o distanţă oarecare de linia măsurată pot da valori substanţial diferite de valoarea fondului suprapus peste linie.

Toate măsurătorile fondului trebuie să se facă la o distanţă faţă de linia respectivă, încît strălucirea sateliţilor săi să poată fi indiscutabil neglijată. Dacă dintr-o asemenea măsurătoare nu se pot obţine niciodată valori sigure ale fondului de sub linii, atunci trebuie efectuat un studiu special al distribuţiei energiei în spectrul continuu al sursei (cînd acesta nu conţine liniile ce trebuie

cercetate), determinată strălucirea lui în locul în care se află liniile și calculate apoi în funcție de strălucirea fondului, măsurată suficient de departe de linie.

Compararea unei linii slabe cu o linie intensă. În majoritatea cazurilor, atenuatorii în trepte permit compararea directă a strălucirii liniilor care se deosebesc cu un ordin-două de mărime. În practica cercetărilor spectrale este necesar uneori ca acest interval să fie mărit de zeci sau de sute de ori.

Pentru compararea unei linii slabe cu una foarte intensă, cel mai normal este ca linia intensă să fie atenuată de un număr dat de ori, astfel încît raportul strălucirilor lor să se apropie de unitate. Atenuarea se realizează cu ajutorul unui filtru de absorbție suplimentar, fixat în apropierea planului focal al aparatului. După compararea fotometrică a liniei atenuate cu cea neatenuată, raportul dintre strălucirile lor se obține prin înmulțirea rezultatului cu coeficientul de transmisie al filtrului întrebuințat. O asemenea metodă nu este totdeauna acceptabilă din punct de vedere constructiv. De obicei, numai aparatele cu astigmatism mare au un dispozitiv pentru fixarea unui filtru în fața suprafeței focale; fără acest dispozitiv, fixarea filtrului în fața fantei este imposibilă.

Se înțelege că pentru majoritatea spectrografelor pot fi realizate fără mare greutate dispozitivele respective de fixare a filtrelor. Trebuie însă urmărit ca filtrul să fie plasat atît de aproape de emulsie, încît să nu acopere fasciculul format de linia mai slabă. Altfel se pot introduce în rezultat erori complet neprevăzute.

Dacă sursa de lumină este suficient de stabilă, este mai simplu să se fotografieze două spectre: unul pentru obținerea liniei slabe, celălalt, cu aceeași expunere, însă atenuat cu un filtru, de numărul necesar de ori, filtrul fiind așezat între sursă și fantă. În acest caz se compară strălucirile liniei intense cu cea slabă din spectrele atenuat și neatenuat.

Obținerea curbelor caracteristice prin fotometrie monocromatică. Dacă spectrul de cercetat este greu de fotografiat cu ajutorul unui atenuator în trepte, de exemplu, datorită dimensiunilor mici ale sursei, atunci pentru construirea curbelor caracteristice se poate folosi fie spectrul unei alte surse, care conține liniile de studiat, fie o sursă cu o altă compoziție spectrală, în special o sursă cu spectru continuu. În ultimul caz se folosește o fișie din mijlocul spectrului, care se află între liniile de comparat.

Construirea curbei caracteristice după un alt spectru decît după spectrul sursei de studiat se practică și atunci cînd pe o singură placă sînt fotografiate cîteva spectre de cercetat, astfel încît trasarea după fiecare dintre ele a cîte unei curbe caracteristice este o operație extrem de laborioasă. Dacă se aplică însă acest procedeu de trasare a curbelor, trebuie avute în vedere o serie de situații, care pot introduce erori suplimentare: spectrul de cercetat și cel ajutător trebuie să fie emise în același context temporal caracteristic, altfel se manifestă abateri de la legea substituirii reciproce. Spectrele de comparat trebuie să fie dispuse aproape unul de altul, pentru ca influența neuniformităților stratului protector al emulsiei să afecteze cît mai puțin rezultatele măsurătorilor. Nici unul dintre spectre nu trebuie să se afle mai aproape de 1—2 cm de marginea plăcii, în caz contrar putînd să apară efectul voalului marginal.

Pentru măsurători de importanță specială este mai bine să se obțină cîteva spectre standard, de pildă, în centru, în partea de sus și în partea de jos a plăcii. În cazul în care curbele caracteristice obținute după toate trei spectrele vor coincide, în limitele erorilor de măsură întîmplătoare se va lua curba caracteristică mediată.

Pentru compararea a două fișii dintr-un spectru continuu, care sînt apropiate, se pot folosi aceleași metode ca și pentru compararea strălucirilor a două

linii. Trebuie să se rețină numai că iluminarea dintr-un spectru continuu este invers proporțională cu dispersia aparatului. Din această cauză, dacă se fac măsurători cu aparate cu prismă, a căror dispersie se modifică repede, trebuie ca rezultatul obținut să fie înmulțit cu raportul dintre dispersiile liniare ale celor două domenii care se compară.

Fotometria heterocromatică. În cazurile în care liniile de comparat se află departe una de alta și nu se poate folosi fotometria monocromatică, este necesar să se țină seama de dependența proprietăților receptorului de radiație și aparatului spectral, de lungimea de undă. Una dintre căile de a lua în considerare această dependență constă în calibrarea energetică a întregului sistem de înregistrare, folosind un spectru standard — un spectru cu distribuția de energie cunoscută. O asemenea calibrare este dificil de realizat, în plus ea se modifică deja chiar la înlocuirea unui tip de placă fotografică cu altul, care are o altă curbă caracteristică.

Există procedee de etalonare a unui spectrograf și a unui receptor de radiație și fără utilizarea unui spectru standard. Însă aceste procedee sînt relativ complicate și dau o precizie mai mică. Ele se folosesc pentru domenii spectrale în care nu se află surse cu distribuția de energie cunoscută, în particular, în vacuum ultraviolet [20]. Pentru domeniile vizibil și ultravioletul apropiat se folosește practic un singur procedeu de fotometrare heterocromatică cu ajutorul unui spectru standard fotografiat pe o aceeași placă și în aceleași condiții ca și spectrul de cercetat. Ca sursă pentru un asemenea spectru se utilizează un bec cu incandescență cu filamentul sub formă de bandă, care are temperatura de culoare cunoscută, T_c. Distribuția de energie din spectrul unui asemenea bec este suficient de bine descrisă de funcția lui Planck, $\varepsilon(\lambda, T)$ [10.8].

Dacă se compară două porțiuni ale unui spectru continuu, care corespund lungimilor de undă λ_1 și λ_2, atunci raportul dintre strălucirile lor, $b_{\lambda_1}/b_{\lambda_2}$, poate fi obținut prin procedeul descris mai jos. Printr-un atenuator în trepte se fotografiază spectrul standard al unei surse cu spectru continuu, iar fără atenuator, spectrul de cercetat. Se construiesc curbele caracteristice ale lungimilor de undă λ_1 și λ_2; din prima se găsește raportul dintre strălucirea din spectrul de cercetat și strălucirea din spectrul standard pentru $\lambda_1(k_1 = b_{\lambda_1}/b_{\lambda_1,\text{st}})$, iar după a doua curbă, același lucru pentru $\lambda_2(k_2 = b_{\lambda_2}/b_{\lambda_2,\text{st}})$*. Împărțind primul raport la al doilea și avînd în vedere că pentru spectrul standard cantitatea $(b_{\lambda_1}/b_{\lambda_2})_{\text{st}}$ este cunoscută, obținem

$$\frac{b_{\lambda_1}}{b_{\lambda_2}} = \frac{k_1}{k_2}\left(\frac{b_{\lambda_1}}{b_{\lambda_2}}\right)_{\text{st}}. \tag{12.6}$$

Dacă drept spectru standard se ia spectrul corpului negru absolut, atunci

$$\frac{b_{\lambda_1}}{b_{\lambda_2}} = \frac{k_1}{k_2}\,\frac{\varepsilon(\lambda_1, T)}{\varepsilon(\lambda_2, T)}. \tag{12.7}$$

Prin urmare, compararea fotometrică heterocromatică a două porțiuni ale unui spectru continuu este aproape la fel de simplă ca și fotometrarea monocromatică. Însă precizia fotometrării heterocromatice este mult mai mică.

Eroarea de măsură este determinată practic complet de precizia cu care este cunoscută distribuția strălucirilor în spectrul sursei standard. Cu cît dome-

---

* Firește, practic se măsoară raportul dintre iluminări, care, în cazul de față, este egal cu raportul dintre străluciri.

niile spectrului de comparat se află mai departe unul de altul, cu atît această eroare joacă un rol mai mare.

Cu ajutorul unor becuri cu incandescență etalonate se pot efectua măsurători, începînd cu domeniul infraroșu, pînă la aproximativ 3000 Å. Însă la lungimi de undă mai mici de 4000 Å trebuie să fie utilizate lămpi cu ferestre de cuarț sau uviol, altfel distribuția de energie în domeniul lungimilor de undă scurte va fi deformată de absorbția în sticlă și de acest lucru trebuie ținut cont în mod special. Pentru lungimi de undă mai scurte de 3000 Å ca surse standard se pot folosi lămpi cu mercur special construite, cu o distribuție a energiei bine măsurată (v. cap. 10). Se pot folosi și lămpi cu hidrogen a căror distribuție energetică în spectrul continuu este cunoscută [10.9].

Pentru măsurarea strălucirii relative a două linii care se află departe una de alta se folosește o sursă standard de spectru continuu. Pentru ea se construiesc cele două curbe caracteristice pentru λ_1 și λ_2. Din aceste curbe se calculează raportul iluminărilor, $l = E_{\text{lin}}/E_{\text{st}}$, create pe placă de către linia respectivă și de către porțiunea corespunzătoare a spectrului continuu.

Conform relației (3.64),

$$l_1 = \frac{E_{\text{lin }1}}{E_{\text{st }1}} = \frac{B_{\lambda_1}}{b_{\text{st }1}\,\Delta\lambda_1}\,,\quad l_2 = \frac{E_{\text{lin }2}}{E_{\text{st }2}} = \frac{B_{\lambda_2}}{b_{\text{st }2}\,\Delta\lambda_2}. \tag{12.8}$$

Ținînd cont de expresia (3.47),

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2} = \frac{w_1}{w_2}\,\frac{D_{\varphi_2}}{D_{\varphi_1}},$$

atunci

$$\frac{B_{\lambda_1}}{B_{\lambda_2}} = \frac{l_1}{l_2}\,\frac{b_{\text{st }1}}{b_{\text{st }2}}\,\frac{w_1}{w_2}\,\frac{D_{\varphi_2}}{D_{\varphi_1}}. \tag{12.9}$$

Prin urmare, utilizarea unui spectru continuu standard permite eliminarea totală a diferenței de sensibilitate a detectorului și a luminozității spectrografului pentru regiunile care se compară, iar diferențele în dispersie și în mărirea unghiulară se pot calcula suficient de ușor și de precis.

Măsurători absolute. Pentru obținerea unor valori absolute ale strălucirii sursei în diferite porțiuni ale spectrului, este necesar să se măsoare distribuția de energie în funcție de lungimea de undă și de strălucirea absolută, cel puțin într-un singur punct.

Asemenea măsurători se pot efectua fie cunoscînd precis toate caracteristicile geometrice ale aparatului și valorile absolute ale sensibilității receptorului, fie prin etalonare după o sursă cu valori absolute ale strălucirii cunoscute.

Ca sursă a spectrului standard poate fi luat un bec cu filamentul în formă de bandă, avînd distribuția spectrală a energiei cunoscută. Dacă știm lărgimea spectrală a fantei aparatului, atunci, trasînd curba caracteristică a unei anumite porțiuni a spectrului, se poate etalona instalația în unități absolute, adică se poate ști mărimea înnegririi produse de o sursă cu strălucirea spectrală cunoscută. Pierderile de lumină prin reflexie de fereastra lămpii și datorită absorbției în fereastră trebuie luate și ele în considerare.

Etalonarea energetică absolută a instalației poate fi realizată și cu ajutorul unei surse de strălucire cunoscută și a unui detector neselectiv, a cărui sensibilitate este cunoscută. În acest scop se folosesc cel mai des termocuplurile, iar uneori bolometrele sau detectoarele pneumatice [19]. Această etalonare permite

trecerea de la înnegriri la valori absolute ale strălucirii sursei. Același procedeu se aplică și celorlalți receptori selectivi de radiație, în particular celor fotoelectrici. Utilizarea receptorilor neselectivi pentru măsurători directe nu este, în general, indicată, din cauza sensibilității lor relativ mici și a inerției lor destul de mari.

În toate măsurătorile energetice în care se utilizează spectrul continuu, condițiile de expunere trebuie să fie identice sau, pe cît posibil, apropiate de condițiile de expunere a spectrului de studiat. Dacă aceasta s-a obținut de exemplu cu un tub de descărcare alimentat în curent alternativ, iar spectrul continuu se obține cu un bec de incandescență, atunci becul va trebui prevăzut cu un obturator care să producă 100 de întreruperi pe secundă, cu aceeași porozitate ca și sursa alimentată în curent alternativ.

Precizia măsurătorilor energetice. Există prea puține date relativ la studiul sistematic al erorilor fotometriei fotografice. S-a studiat în special cazul comparării monocromatice a două linii, problemă tipică pentru analiza spectrală, pentru măsurarea intensităților componentelor structurii hiperfine, de rotație etc.

Erorile acestui gen de măsurări sînt determinate în primul rînd de erorile introduse de plăcile fotografice și de microfotometre. În cel mai bun caz eroarea rezultantă nu depășește 0,3—0,5 %. Aceasta se reușește printr-o analiză foarte amănunțită a tuturor surselor de erori prin respectarea conștiincioasă a tuturor detaliilor experienței, folosirea celor mai bune plăci special destinate lucrărilor fotometrice. De cele mai multe ori eroarea de măsură este de 1—5 %, iar cîteodată și mai mare. Eroarea fotometriei heterocromatice este greu de estimat din datele existente. S-ar părea că ea este rareori mai mică de 10 %. O eroare de 20—30 % este obișnuită. Eroarea măsurătorilor absolute trebuie luată probabil egală cu 30—50 %. În unele cazuri erorile pot fi și mai mari.

§ 6. CELULE FOTOELECTRICE ȘI CONTOARE DE FOTONI

În măsurătorile spectrale practic se folosesc numai două tipuri de receptori fotoelectrici : celulele fotoelectrice cu efect fotoelectric extern și fotomultiplicatorii. Majoritatea aparatelor sînt echipate cu fotomultiplicatori. Ca receptor ajutător uneori se folosesc fotoelemente cu efect fotoelectric intern, de exemplu fotoelementele cu seleniu din microfotometre. Fotoelementele cu efect fotoelectric intern se folosesc pe scară largă pentru studiul domeniului infraroșu. Considerații mai amănunțite asupra acestor probleme pot fi găsite în literatura de specialitate (v., de pildă, [12.11, 10, 11].

Celula fotoelectrică cu vid. Cel mai simplu dispozitiv fotoelectronic cu vid este celula fotoelectrică. De obicei ea constă dintr-un balon de sticlă din care s-a evacuat aerul, pe a cărui suprafață interioară este depus un strat fotosensibil (fotocatodul) și un anod, care se află în centrul balonului. Prin iluminarea suprafeței fotosensibile cu lumină de o anumită lungime de undă, întrucîtva mai mică decît valoarea limită, λ_0, din această suprafață sînt extrași electroni (efectul fotoelectric). Dacă între suprafața iluminată și anod se aplică o anumită diferență de potențial, atunci în circuit va apărea un fotocurent. Intensitatea lui servește ca măsură a fluxului luminos incident pe catod.

Caracteristicile spectrale. Lungimea de undă a radiației, λ_0, care corespunde limitei roșii a efectului fotoelectric este dată de relația

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e\varphi} = \frac{12\,360}{\varphi}\,\text{Å}. \tag{12.10}$$

Aici φ este lucrul de extracţie al electronilor din catod, în electronvolţi. Limita efectului fotoelectric este legată de fenomenele pur superficiale şi, din această cauză, depinde de gradul de puritate al suprafeţei şi, într-o anumită măsură, chiar de natura tratării ei. Dependenţa lui φ de starea suprafeţei este larg folosită pentru deplasarea pragului roşu al efectului fotoelectric în domeniul lungimilor de undă lungi. În acest scop se realizează fotocatozi complecşi, a căror suprafaţă este tratată în mod corespunzător: acoperire cu straturi subţiri de compuşi intermetalici, de oxizi etc.

În tabelul 12.1 sînt date valorile lui λ_0 pentru cîţiva fotocatozi; din el rezultă că fotocatozii se pot folosi de la ultravioletul îndepărtat pînă la infraroşul apropiat.

Tabelul 12.1

Limita roşie a efectului fotoelectric pentru unii dintre fotocatozi

Fotocatodul	λ_0, Å	Fotocatodul	λ_0, Å
Pt	2320	Cs	6400
Ag	2780	Sb–Cs	6200
Ni	2680	Bi–Ag–O–Cs	8000
Mg	3450	Ag–O–Cs	12000–15000
Ba	4900		
Na	5250		

Pentru catozii care au suprafaţa formată din compuşi complecşi, datele asupra pragului roşu al acestora sînt mai sărace, deoarece compuşii de pe suprafaţa lor pot să modifice lucrul de extracţie între limite extrem de largi, în cazul unor modificări neesenţiale ale compoziţiei şi structurii. Un prag roşu net permite eliminarea totală din lumina difuzată a lungimilor de undă care se află dincolo de acest prag. Astfel, cu ajutorul unor fotocatozi de platină sau de argint se pot studia luminescenţele ultraviolete slabe dintr-o cameră bine iluminată cu lămpi de incandescenţă, întrucît lumina acestor lămpi practic nu conţine radiaţii cu $\lambda < 3000$ Å.

Sensibilitatea fotocatodului. Mărimea curentului fotoelectric în cazul unor tensiuni suficient de mari este strict proporţională cu fluxul luminos care cade pe fotocatod. În aceste condiţii toţi fotoelectronii extraşi din catod ajung la anod. Numărul lor în unitatea de timp va fi

$$N_e = \eta N_\varphi, \tag{12.11}$$

N_φ fiind numărul de fotoni incidenţi. Coeficientul de proporţionalitate, η, poartă numele de *randament cuantic*. El caracterizează sensibilitatea fotocatodului. Randamentul cuantic nu depinde, în limite foarte largi, de iluminarea fotocatodului. În acelaşi timp, η variază întrucîtva în funcţie de polarizarea luminii.

În figura 12.21 sînt date curbele sensibilităţii spectrale a fotocatozilor. De obicei ele sînt date în coordonatele (λ, S_λ) sau (λ, η), S_λ fiind sensibilitatea spectrală măsurată în mA/W. Mărimile S_λ şi η sînt legate prin relaţia

$$\eta\left(\frac{\text{electron}}{\text{foton}}\right) = \frac{12{,}4}{\lambda(\text{Å})} S_\lambda\ (\text{mA/W}). \tag{12.12}$$

Dependenţa sensibilităţii de starea de polarizare a luminii este ilustrată în figura 12.22.

Fotocatozii au o mare selectivitate precum şi un randament cuantic suficient de ridicat. Efectiv pot fi folosiţi pînă la 1/3 din fotonii incidenţi. Un randament cuantic mai mare în comparaţie cu metalele pure au fotocatozii complecşi. Ei se folosesc de obicei în detectoarele fotoelectrice de radiaţie.

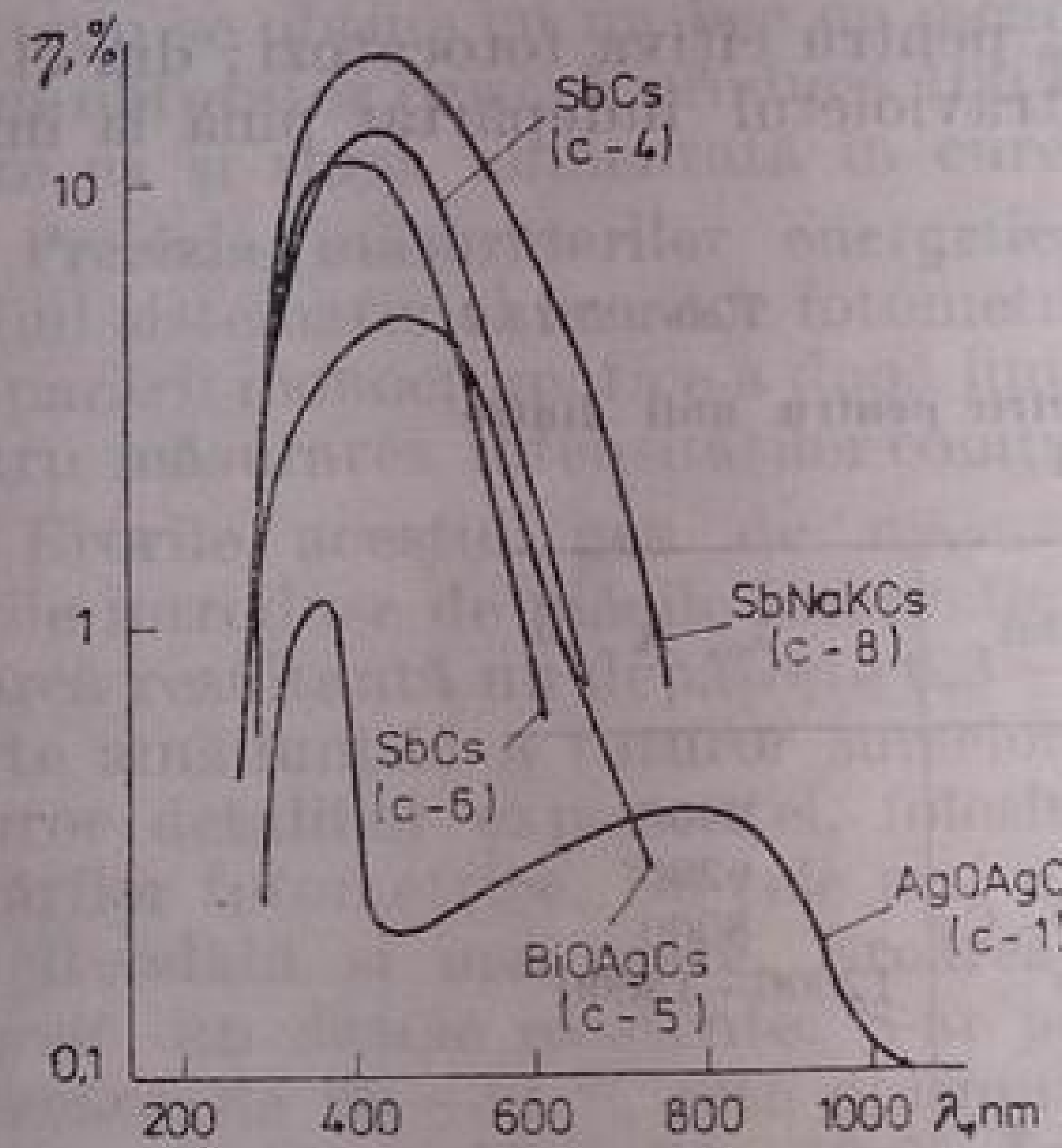


Fig. 12.21. Caracteristicile spectrale ale unor fotocatozi.

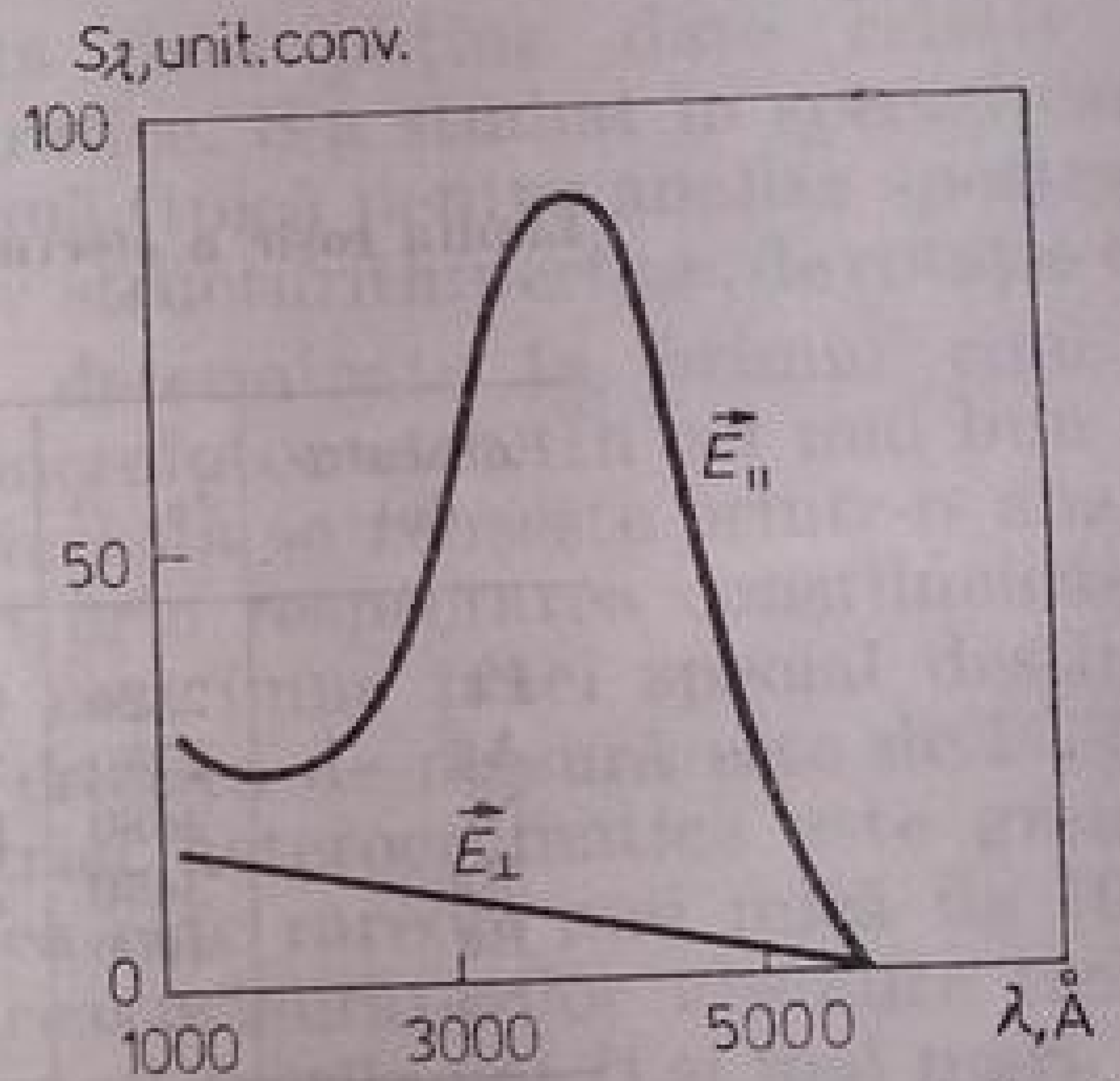


Fig. 12.22. Caracteristicile spectrale ale catodului de Na—K, atunci cînd planurile de polarizare a luminii incidente sînt orientate diferit.

De regulă, pe măsură ce stratul sensibil îmbătrîneşte, randamentul lui cuantic scade.

În locul randamentului cuantic sînt utile adesea datele asupra *sensibilităţii integrale* a fotocatodului faţă de lumina albă, obţinute prin iluminarea fotocatodului cu un bec cu incandescenţă cu filament de wolfram, încălzit pînă la 2850 K. Sensibilitatea integrală se măsoară în regim de saturaţie. Unitatea de măsură este μA/lm.

Curentul fotoelectric dat de o celulă fotoelectrică nu trebuie să depăşească 10^{-4} A, în caz contrar survine deteriorarea fotocatodului. Există aşa-numitele celule fotoelectrice coaxiale, capabile să furnizeze fotocurenţi pulsaţi de cîţiva amperi.

Celule fotoelectrice şi contoare cu gaz. În cazul unor iluminări mici, adesea fotocurentul nu depăşeşte 10^{-10}A. Pentru amplificarea unor curenţi atît de slabi se folosesc amplificatori cu coeficienţi de amplificare mari şi se iau măsuri eficiente de a mări rezistenţa izolaţiei dintre catodul şi anodul celulei fotoelectrice, astfel încît curenţii de scurgere şi variaţiile intensităţii lor să nu afecteze măsurătorile. Din această cauză este recomandabil să se asambleze într-un singur dispozitiv atît catodul fotosensibil cît şi amplificatorul fotocurentului. Rezolvarea acestei probleme se poate realiza pe cîteva căi diferite. Menţionăm aici celulele fotoelectrice cu gaz, în care amplificarea se produce datorită ionizării gazului cu care este umplută celula fotoelectrică. Datorită unei întregi serii de neajunsuri, celulele fotoelectrice cu gaz aproape că nu se mai folosesc în practica spectroscopică.

O altă posibilitate de amplificare prin prezența gazului se realizează în controlul de fotoni cu gaz. El este un contor Geiger obișnuit, al cărui catod este acoperit cu un strat fotosensibil. Contorul este destinat pentru măsurarea luminescenței foarte slabe, cînd numărul de fotoelectroni care apar în volumul contorului nu depășește cîteva sute. Se înregistrează impulsurile de curent care apar datorită ionizării gazului din contor prin trecerea fotoelectronilor.

Măsurătorile se efectuează înregistrînd numărul de impulsuri dintr-un anumit timp. Încercări de folosire a contoarelor de fotoni pentru măsurătorile spectrale s-au făcut din 1916, totuși procedeul nu a căpătat o aplicare largă. Aceasta probabil și din cauză că, pe măsura apropierii de domeniul lungimilor de undă mari, trebuie folosiți fotocatozi cu lucru de extracție cît mai mic, ceea ce face însă ca funcționarea contoarelor să fie instabilă, din cauza numărului mare de autodescărcări de întuneric.

§ 7. FOTOMULTIPLICATORI ȘI FOTODIODE

Emisia electronică secundară. Pentru amplificarea internă a fotocurentului se folosesc mai ales amplificatori fotoelectronici. În aceștia amplificarea se produce datorită emisiei electronice secundare. Un electron accelerat într-un cîmp electric, ajungînd pe o suprafață, o determină să emită electroni. Există însă o serie de suprafețe care emit o cantitate de electroni mult mai mare decît cantitatea de electroni incidenți. Raportul dintre numărul de electroni extrași și numărul de electroni incidenți poartă numele de *coeficient de emisie secundară*, σ. Valoarea lui σ depinde de energia electronilor incidenți, E_n. Această dependență este ilustrată de curbele din figura 12.23. De obicei, σ este mai mare pentru

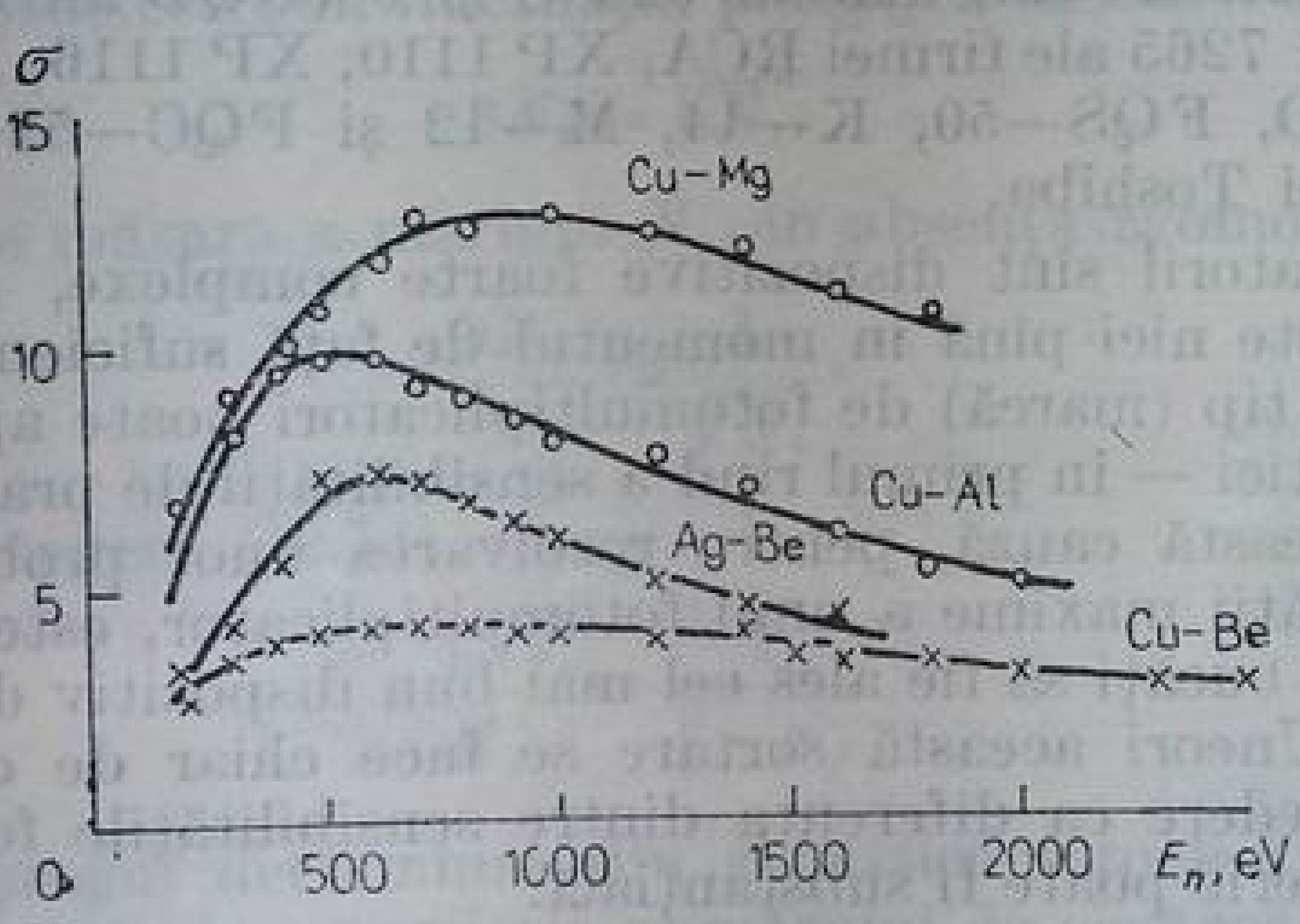


Fig. 12.23. Dependența coeficientului de emisie secundară de energia electronilor incidenți.

suprafețele complexe și aliaje decît pentru metale pure. Valoarea lui σ poate depăși 10 și depinde de unghiul de incidență a electronilor cu suprafața respectivă, de temperatura stratului, de grosimea lui, precum și de o serie de alți factori. Pe măsură ce stratul îmbătrînește σ poate să scadă. Straturile care emit electroni secundari se distrug sub acțiunea unor curenți de densitate mare. Pentru unele straturi o densitate de 1 mA/cm^2 este limita admisă.

Construcția fotomultiplicatorilor și caracteristicile lor. Un fotomultiplicator constă dintr-un catod fotosensibil și o serie de emitori secundari — dinode —

dispuşi astfel încît un număr cît mai mare dintre fotoelectronii emişi să ajungă la dinoda următoare. Dinodele sînt confecţionate dintr-un material cu un coeficient de emisie secundară mare, forma şi dispunerea lor fiind determinate de procedeul ales pentru focalizarea şi accelerarea electronilor. Şi una şi cealaltă se realizează de obicei cu ajutorul unui cîmp electrostatic. Acesta ia naştere prin aplicarea pe fiecare emitor a unui potenţial pozitiv crescător succesiv. Uneori, pentru focalizarea electronilor se folosesc combinaţii de cîmpuri electrice şi magnetice. În ultimul timp această metodă de focalizare fiind prea voluminoasă se utilizează rar. În figura 12.24 este dată schema care explică construcţia şi funcţionarea unui fotomultiplicator.

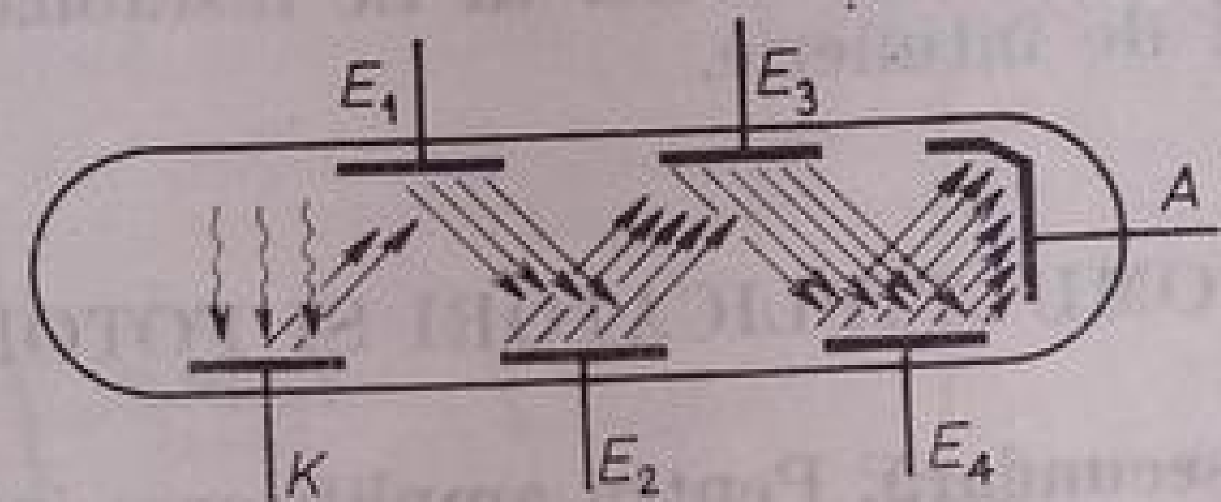


Fig. 12.24. Schema de funcţionare a unui fotomultiplicator : K — fotocatodul ; E_1-E_4 — dinode ; A — anodul.

În prezent industria noastră livrează în jur de 50 de tipuri de fotomultiplicatori. În tabelul 12.2 sînt date caracteristicile principale ale fotomultiplicatorilor care se folosesc în măsurătorile spectroscopice [11, 12.12]. În străinătate, pentru cercetări spectrale se livrează o serie de fotomultiplicatori cu parametri analogi. Cele mai folosite sînt mărcile 6265S şi 9558 QB ale firmei EMI, IP—21, IP—22, IP—28 şi 7265 ale firmei RCA, XP 1110, XP 1116, XP 1117 şi XP 1118 ale firmei VALVO, FQS—50, K—14, M—12 şi FQC—52 ale firmei Zeiss şi PM—55 ale firmei Toshiba.

Fotomultiplicatorii sînt dispozitive foarte complexe, a căror tehnologie de fabricare nu este nici pînă în momentul de faţă suficient de standardizată. Pentru un acelaşi tip (marcă) de fotomultiplicatori poate apărea o împrăştiere mare în caracteristici — în primul rînd a sensibilităţii de prag şi a curentului de întuneric. Din această cauză, pentru rezolvarea unor probleme care necesită folosirea sensibilităţii maxime a unui fotomultiplicator, este necesar ca dintr-o partidă de 10—15 bucăţi să fie ales cel mai bun dispozitiv din punct de vedere al parametrilor. Uneori această sortare se face chiar de către producător şi trebuie avut în vedere ca diferenţa dintre sensibilităţile fotomultiplicatorului ales şi a celor de serie poate fi substanţială.

Coeficientul de amplificare. Coeficientul de amplificare al unei singure cascade a fotomultiplicatorului este determinat atît de emisia electronică secundară cît şi de fracţiunea care reprezintă partea din electronii emişi ce vor ajunge la următoarea dinodă. Fotomultiplicatorii actuali au $\alpha=0{,}7-0{,}9$. Coeficientul de amplificare dintr-o cascadă este egal cu $\alpha\sigma$. Dacă un fotomultiplicator are n dinode, iar coeficientul de amplificare al fiecăruia dintre ele este acelaşi, atunci amplificarea totală va fi

$$k=(\alpha\sigma)^n. \tag{12.13}$$

Mărimea σ depinde de tensiunea aplicată, încît variind această tensiune amplificarea poate fi variată în limite largi. Pentru evaluarea ordinului de mărime al

amplificării mai des întîlnite în practică, să luăm $\sigma = 10$, $\alpha = 0{,}8$ și $n = 10$. Atunci $k = 90^9$. Aceasta ar fi valoarea maximă a lui k; de obicei, ea nu depășește $10^7 - 10^8$.

Sensibilitatea fotomultiplicatorilor. Sensibilitatea unui fotomultiplicator este definită ca raportul dintre curentul la ieșire și fluxul luminos incident pe fotocatod. Ea se măsoară în amperi pe lumen. Sensibilitatea astfel definită va fi egală cu sensibilitatea integrală a fotocatodului, înmulțită cu coeficientul de amplificare al fotomultiplicatorului. Uneori ea se numește *sensibilitate anodică*. Această mărime crește cu creșterea tensiunii aplicate, la fel ca și coeficientul de amplificare.

În afară de sensibilitatea anodică, o caracteristică importantă a unui fotomultiplicator este *sensibilitatea de prag*. Ea se definește ca fluxul luminos minim care mai poate fi sesizat de un fotomultiplicator. Sensibilitatea de prag depinde de mărimea fluctuațiilor fotocurentului măsurat. Practic este imposibil de sesizat un semnal luminos separat, care să dea un fotocurent cu intensitatea considerabil mai mică decît oscilațiile întîmplătoare ale intensității curentului din circuitul fotomultiplicatorului. Problema experimentatorului constă în a realiza asemenea condiții, încît semnalul util să aibă o intensitate cel puțin comparabilă cu cea a zgomotelor.

Dacă fotomultiplicatorul nu este iluminat, însă dinodele sînt sub tensiune, atunci în circuitul fotomultiplicatorului se va observa un curent de întuneric, care este rezultatul emisiei termice a electronilor din fotocatod, precum și scurgerilor datorită izolației imperfecte dintre electrozii fotomultiplicatorului. Prin iluminare cu un flux luminos slab, în circuitul fotomultiplicatorului apare un semnal util a cărui mărime este afectată de fluctuații statistice. Fluctuațiile sînt datorate caracterului discret (cuantic) al efectului fotoelectric. În cazul în care catodul emite N_e fotoelectroni, fluctuația pătratică medie a acestui număr va fi

$$\delta N_e = \sqrt{N_e}.$$

Eroarea relativă de măsură a mărimii N_e, în absența zgomotului, este

$$\frac{\delta N_e}{N_e} = \frac{1}{\sqrt{N_e}}. \tag{12.14}$$

De aici, avînd în vedere (12.11), avem

$$\frac{\delta N_f}{N_f} = \frac{1}{\sqrt{\eta N_f}}. \tag{12.15}$$

În realitate, pragul determinat din statistica fotoelectronilor nu poate fi atins, deoarece fluctuațiile proprii ale numărului de electroni se suprapun peste fluctuațiile date de alte surse. Adesea rolul principal îl joacă fluctuațiile termoemisiei catodului precum și cele ale primei dinode, care sînt amplificate de celelalte. Fluctuațiile curentului de întuneric ale tuturor dinodelor, în afară de prima, pot fi neglijate, întrucît în fotomultiplicator amplificarea totală este substanțial mai mică pentru ele. Fluctuațiile curentului de întuneric, datorate termoemisiei catodului, constituie adesea factorul principal care limitează sensibilitatea de prag a unui fotomultiplicator. Pentru micșorarea lor există două căi.

1. Fantele de ieșire ale aparatelor spectrale au de obicei o arie mai mică decît 0,1—0,2 mm². Curentul de emisie al fotocatodului este proporțional cu aria lui. Din această cauză, micșorarea fotocatodului pînă la dimensiunile imaginii fantei și focalizarea acesteia exact pe fotocatod determină o micșorare

Tabelul 12.2

Fotomultiplicatori folosiţi în cercetările spectrale*

Marca fotomultiplicatorului	Diametrul maxim	Lungimea maximă	Diametrul părţii active a catodului, mm sau aria lui (pentru catozii dreptunghiulari)	Domeniul de sensibilitate, nm sau tipul de caracteristică spectrală (v. fig. 12.21)	Sensibilitatea fotocatodului μA/lm	Pragul de sensibilitate, lm. $\cdot Hz^{-1/2}$	Sensibilitatea anodică, A/lm	Durata frontului impulsului,	Tensiunea de alimentare, V	Curentul de întuneric, A	Observaţii
12	51,3	177	45	370–750	50	—	15	10	1700	8.10^{-7}	
14	—	—	40	C–5	45	—	60	—	1700	$2\cdot10^{-7}$	Fotometric
17A	48,5	181	165	300–600	30	$1\cdot10^{-12}$	10	3	750	$2\cdot10^{-9}$	
18A	48,5	181	165	200–600	30	$1\cdot10^{-12}$	10	3	750	$2\cdot10^{-9}$	Pentru domeniul ultraviolet
19A	48,5	200	34	300–600	25	—	100	5–6	1100	$2\cdot10^{-8}$	
22	48,5	181	165	400–1000	15	—	10	3	1400	$2\cdot10^{-9}$	
27	30	180	25	300–800	50	$5\cdot10^{-12}$	1	4	1000	$3\cdot10^{-9}$	
28	34,5	122	25	400–1100	25	$7\cdot10^{-11}$	1	4	1250	$7\cdot10^{-8}$	
30	68	210	50	C–4	70	—	5000	2,8	2400	$2\cdot10^{-6}$	Pentru studiul proceselor cu durata de ordinul nanosecundelor
31A	22,5	30	18	300–600	50	$7\cdot10^{-12}$	1	10–20	750	$5\cdot10^{-10}$	
39A	48,5	178	34	160–600	25	—	10	5–6	1200	$3\cdot10^{-9}$	
51	34	110	25	300–820	100	$7\cdot10^{-13}$	100	10–20	1700	$7\cdot10^{-8}$	
55	21,5	90	12	C–5	40	—	10	—	1400	$7\cdot10^{-9}$	
57	52	120	40	230–350	$5\cdot10^{-3}$	—	2000	—	1700	$2\cdot10^{-8}$	Special pentru domeniul ultraviolet
58	21,5	115±	12	C–4	30	—	20	—	1800	$2\cdot10^{-8}$	Sensibilitatea este dată pentru =280 nm, în A/W
60	15	70	10	300–600	30	$1,2\cdot10^{-12}$	30	—	1250	$1\cdot10^{-9}$	Stabil la vibraţii
62	34,5	95	10	400–1200	25	$5\cdot10^{-11}$	10	3	1400	$5\cdot10^{-7}$	Sensibilitatea fotocatodului, pentru $\lambda = 1100nm - 2\cdot10^{-4}$ A/W
68	15	75	10	300–820	100	$1,2\cdot10^{-12}$	1	—	1150	$4\cdot10^{-10}$	Stabil la vibraţii
69	22,5	75	10	C–8	10	$5\cdot10^{-12}$	10	—	1350	—	

70	34,5	208±5	25	C–4	45	—	30	—	1500	$5\cdot10^{-8}$	Fotometric
71	31	100	10	160–600	80	$8\cdot10^{-13}$	1000	—	1000	$3\cdot10^{-8}$	Pentru domeniul ultraviolet
77	48,5	187	5	300–830	100	$2,5\cdot10^{-13}$	300	2,5	2100	$2,5\cdot10^{-9}$	Sensibilitatea fotocatodului pentru $\lambda = 694$ nm – 10 mA/W. Pentru măsurarea impulsurilor luminoase scurte ale laserilor
79	44	155	6	300–820	190	$2\cdot10^{-13}$	1000	—	1950	$2\cdot10^{-8}$	
83	34	118	25	C–1	25	$5\cdot10^{-10}$	10	—	1500	$5\cdot10^{-7}$	
84	34	118	25	C–8	130	$1\cdot10^{-12}$	100	—	1450	$3\cdot10^{-8}$	
86	20,2	87	10	300–600	100	$5\cdot10^{-13}$	100	—	1050	$7\cdot10^{-9}$	Stabil din punct de vedere mecanic. Caracteristica spectrală constantă în plaja de temperaturi de la –50 pînă la +50°C
88	30	85	8	300–830	120	$6\cdot10^{-13}$	10	—	1500	$6\cdot10^{-13}$	Pentru măsurarea fluxurilor luminoase modulate, în cazul unor expuneri la lumină constante
91	40	180	25	C–6	40	—	30	—	1400	$3,5\cdot10^{-9}$	Fotometric
92	40	170	25	C–6	50	$8\cdot10^{-12}$	30	—	1500	$5\cdot10^{-10}$	Fotometric
96	22,5	90	3	230–680	35	$5\cdot10^{-13}$	30	—	1600	$3\cdot10^{-10}$	Pentru măsurarea fluxurilor luminoase de prag
103	15	95	3	230–680	25	$5\cdot10^{-12}$	30	—	1600	$2\cdot10^{-9}$	Idem
112	21,3	95	5	230–1100	25	$5\cdot10^{-11}$	10	—	1500	$1\cdot10^{-7}$	Idem
113	34	118	25	C–1	$6,5\cdot10^{-4}$	—	300	—	1500	$8\cdot10^{-6}$	Sensibilitatea este dată pentru $\lambda = 1060$ nm, în A/W
114	21,3	90	10	250–850	80	$1\cdot10^{-12}$	30	—	1400	$5\cdot10^{-10}$	Este destinat pentru măsurarea fluxurilor luminoase de prag

* Caracteristicile electrice date în tabel pot varia substanțial pentru exemplare diferite de fotomultiplicatori de aceeași marcă.

substanțială a curentului de întuneric. Această metodă necesită însă construirea unui fotomultiplicator special, în timp ce experimentatorul este nevoit să se limiteze la cele produse de industrie.

2. Un alt procedeu îl constituie răcirea fotocatodului pînă la temperatura azotului lichid sau a bioxidului de carbon solid. În acest fel emisia termoelectronică a catodului, care depinde exponențial de temperatură, scade foarte repede. Astfel, prin răcirea unui catod de antimoniu-cesiu pînă la temperatura azotului lichid, emisia termoelectronică a acestuia scade de 10 000 de ori, ceea ce corespunde unei măriri a sensibilității de prag a fotomultiplicatorului de $\sqrt{10^4} = 100$ ori. Răcirea unui fotomultiplicator are sens numai atunci cînd curentul de emisie termoelectronică, I_t, este mai mare decît fotocurentul, I_f. În caz contrar fluctuațiile curentului de întuneric sînt acoperite de fluctuațiile fotocurentului, astfel încît răcirea fotomultiplicatorului nu are nici un sens. La fel se întîmplă și în cazul micșorării dimensiunilor catodului, care este utilă numai cînd curentul de emisie termoelectronică este mai mare decît fotocurentul.

Fluctuațiile datorate naturii discrete a luminii și sarcinii electrice poartă numele de efect de alice (shot-efect). Se poate stabili expresia pentru media fluctuației pătratice a tensiunii, $\bar{u}_{med}$, datorată acestui efect,

$$\bar{u}^2_{med} = 2eI_0 R^2 \Delta f, \tag{12.16}$$

I_0 fiind curentul total de pe suprafața catodului, $I_0 = I_t + I_f$, e — sarcina electronului, R — rezistența sarcinii, iar Δf — banda de frecvențe în care se efectuează măsurarea. În cazul în care măsurătoarea se face în curent alternativ, Δf este banda de transmisie a amplificatorului, în curent continuu, $\Delta f = 1/t$, t fiind constanta de timp a dispozitivului receptor.

Această expresie este justă pentru celula fotoelectrică. Într-un fotomultiplicator fluctuațiile curentului se amplifică ca și fotocurentul. În acest caz, pentru $\bar{u}_{med}$ este valabilă expresia

$$\bar{u}_{med} = \sqrt{2eI_0 k^2 (1+B) R^2 \Delta f}, \tag{12.17}$$

în care $(1+B)$ este o constantă, determinată de particularitățile constructive ale fotomultiplicatorului, constantă care este cuprinsă între limitele 1,5—3, iar k este coeficientul de amplificare.

Pentru a determina valoarea de prag a fluxului care mai poate fi înregistrat, Φ_{prag}, vom pleca de la mărimea

$$\rho = u_f / \bar{u}_{med},$$

unde u_f este tensiunea dată de semnalul de măsurat. Un semnal poate fi detectat cu siguranță numai dacă $\rho \geqslant 1$. Să considerăm că semnalul de prag, u_{prag}, corespunde lui $\rho = 1$; atunci

$$u_f = \bar{u}_{med},$$

Evident,

$$u_f = \eta k R \Phi_{prag} e. \tag{12.18}$$

Presupunînd că $I_t \gg I_f$, din (12.17) și (12.18) obținem

$$\Phi_{prag} = \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{2(1+B)\ I_t\ \Delta f}{e}}. \tag{12.19}$$

De aici rezultă că principalii parametri care determină sensibilitatea de prag a unui fotomultiplicator sînt randamentul cuantic al fotocatodului și intensitatea curentului de întuneric.

S-ar părea că cu ajutorul unui fotomultiplicator este dificil de detectat, și cu atît mai mult de măsurat, un fascicul luminos mai mic de 10^{-15} lm, ceea ce corespunde domeniului de sensibilitate maximă a unui fotocatod avînd o sensibilitate de prag de ordinul sutelor de fotoni pe secundă.

Valorile aproximative ale sensibilității de prag pentru diferite tipuri de fotomultiplicatori sînt date în tabelul 12.2.

Nu toate elementele suprafeței catodului au aceeași sensibilitate. Aceasta se datorește atît faptului că proprietățile porțiunilor de suprafață diferă, cît și faptului că coeficientul de utilizare a fotoelectronilor este diferit pentru diferite puncte ale catodului.

În figura 12.25 a este dată caracteristica zonală a unui fotomultiplicator. Scăderile bruște ale sensibilității se datoresc rețelei de sîrmă din fața catodului.

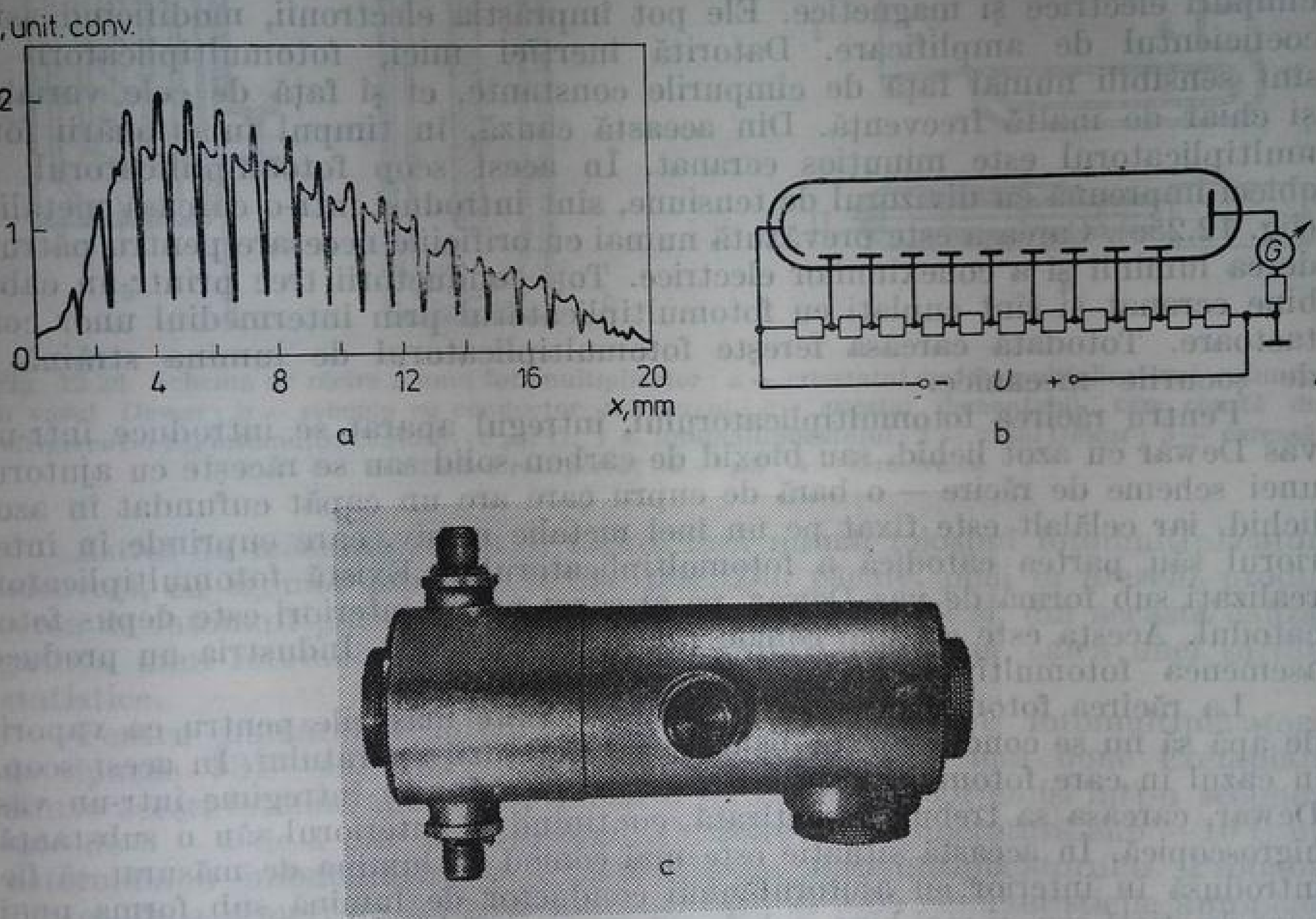


Fig. 12.25. Caracteristica zonală (a), schema de alimentare (b) și carcasa (c) unui fotomultiplicator.

Prin urmare, pentru atingerea sensibilității maxime, fotomultiplicatorul trebuie deplasat pînă cînd pata de lumină va cădea pe porțiunea cea mai sensibilă a fotocatodului. Gradienți foarte mari ai zonei de sensibilitate pot duce la o variație substanțială a fotocurentului în cazul unor mici deplasări întîmplătoare ale petei de lumină. Toată instalația poate deveni extrem de sensibilă la mișcări și vibrații. Pentru a evita aceasta, uneori este preferabil să se renunțe la maximul de sensibilitate, focalizînd fasciculul luminos astfel încît el să ilumineze o regiune mare din aria catodului.

După conectare caracteristicile unui fotomultiplicator se modifică puțin în decursul cîtorva ore. În literatura de specialitate stabilitatea fotomultiplicatorilor de serie este apreciată la 2—2,5% în 6—8 ore de lucru [11]. Dealtfel, unele exemplare pot avea și o stabilitate mai bună. Unele scheme de măsură sînt prevăzute cu mijloace automate de compensare a variației sensibilității.

Scheme de conectare a fotomultiplicatorilor. În figura 12.25 b este dată schema de conectare a unui fotomultiplicator. Pentru aplicarea tensiunii la dinodele lui este folosit un divizor de tensiune, format din rezistențe de 0,1—1MΩ. De obicei, toate rezistențele au aceeași valoare, însă uneori ultima este de două ori mai mare decît celelalte, așa cum se vede acest lucru și din schemă. Sursa de alimentare trebuie să dea o tensiune suficient de stabilă, de 1—2 kV, pentru un curent de cîțiva miliamperi. De obicei, în acest scop se folosesc redresoare stabilizate de tipul BC—22, BC—23, B1—14, B1—15, B1—16 și BCB—2. Aceste surse au o stabilitate de pînă la 0,03 %.

În afară de instabilitatea în alimentare, asupra stabilității funcționării unui fotomultiplicator pot influența și perturbațiile exterioare, datorate unor cîmpuri electrice și magnetice. Ele pot împrăștia electronii, modificînd astfel coeficientul de amplificare. Datorită inerției mici, fotomultiplicatorii nu sînt sensibili numai față de cîmpurile constante, ci și față de cele variabile și chiar de înaltă frecvență. Din această cauză, în timpul funcționării fotomultiplicatorul este minuțios ecranat. În acest scop fotoamplificatorul, de obicei împreună cu divizorul de tensiune, sînt introduși într-o carcasă metalică (fig. 12.25c). Carcasa este prevăzută numai cu orificiile necesare pentru pătrunderea luminii și a conexiunilor electrice. Toți conductorii trec printr-un cablu bine ecranat și sînt cuplați cu fotomultiplicatorul prin intermediul unor contactoare. Totodată carcasa ferește fotomultiplicatorul de lumina străină și de șocurile mecanice.

Pentru răcirea fotomultiplicatorului, întregul aparat se introduce într-un vas Dewar cu azot lichid, sau bioxid de carbon solid sau se răcește cu ajutorul unei scheme de răcire — o bară de cupru care are un capăt cufundat în azot lichid, iar celălalt este fixat pe un inel metalic masiv, care cuprinde în interiorul său partea catodică a fotomultiplicatorului. Există fotomultiplicatori realizați sub formă de vas Dewar, pe ai căror pereți interiori este depus fotocatodul. Acesta este cel mai comod procedeu de răcire. Industria nu produce asemenea fotomultiplicatori.

La răcirea fotomultiplicatorului trebuie luate măsurile pentru ca vaporii de apă să nu se condenseze pe balon și pe electrozii aparatului. În acest scop, în cazul în care fotomultiplicatorul nu este introdus în întregime într-un vas Dewar, carcasa sa trebuie ermetizată, conținînd în interiorul său o substanță higroscopică. În această situație este mai comod ca lumina de măsurat să fie introdusă în interior cu ajutorul unui conductor de lumină sub forma unei bare de sticlă sau, și mai bine, sub formă de fascicul de fibre de sticlă, suficient de lung, pentru ca partea lui exterioară să nu se răcească prea tare (este suficientă o lungime de 10 — 12 cm). În figura 12.26 sînt date exemple de construcție a unor instalații de răcire. O tratare mai detaliată a problemelor răcirii detectoarelor de radiație este dată în lucrarea [12.13].

Fotomultiplicatorul în regim de contor de fotoni. În locul contoarelor de fotoni de mică sensibilitate, pentru măsurarea fasciculelor luminoase slabe, în ultimul timp se folosesc tot mai mult fotomultiplicatorii care funcționează în regim de contori.

Dacă nivelul zgomotelor proprii ale fotomultiplicatorului este relativ mic, atunci fiecare fotoelectron emis de catod, după multiplicarea sa prin

parcurgerea sistemului de dinode, dă un impuls de curent, a cărui intensitate prezintă o anumită împrăștiere statistică. Aceste impulsuri sînt înregistrate prin metode bine puse la punct în cadrul fizicii nucleare. Analiza arată că prin astfel de procedee de numărare a fotonilor se poate înainta mai ușor în domeniul luminescențelor extrem de slabe, decît folosind procedeele obișnuite, de măsurare a fotocurenților.

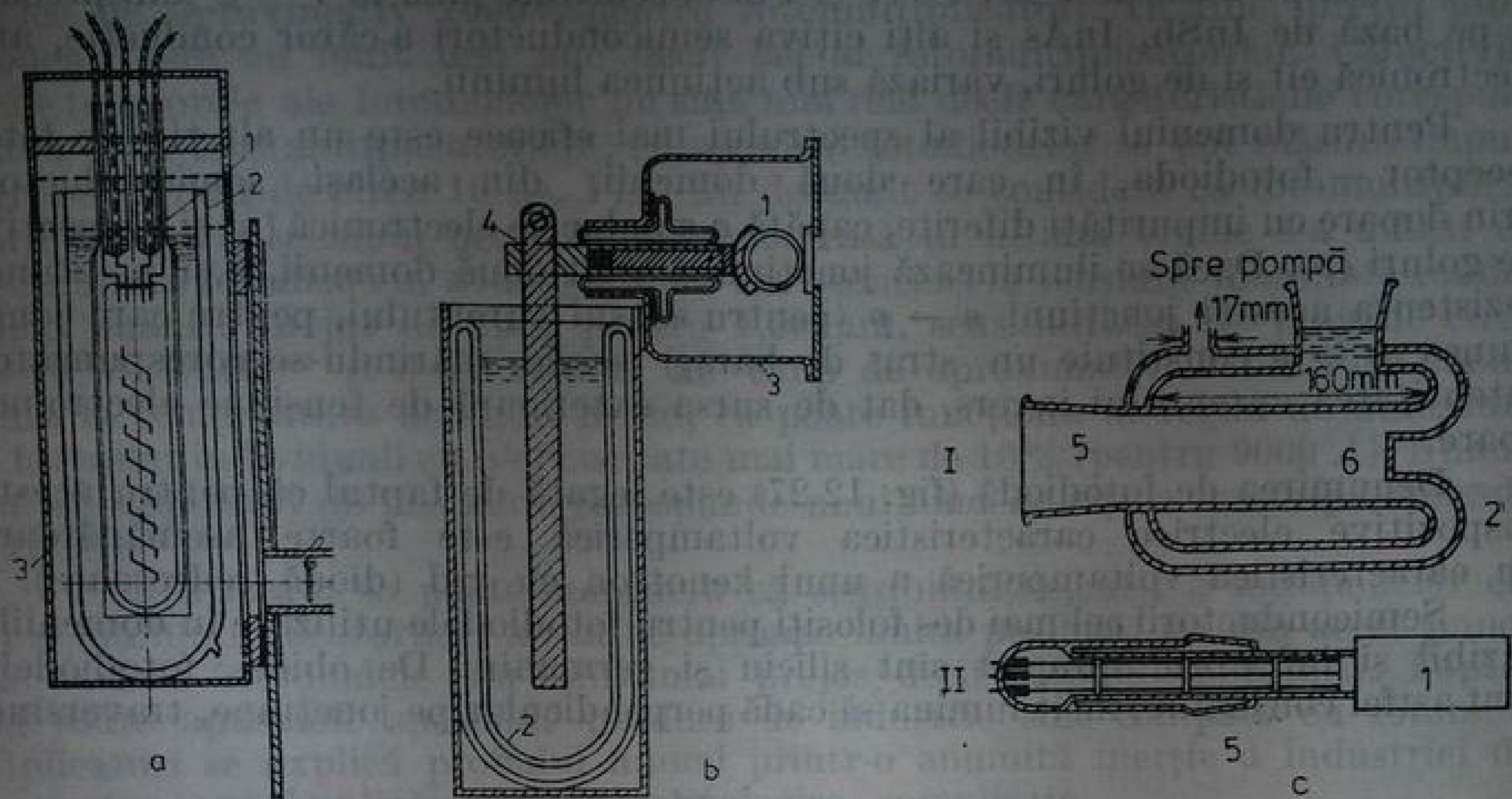


Fig. 12.26. Schema de răcire a unui fotomultiplicator : a — criostatul cu fotomultiplicatorul cufundat în vasul Dewar ; b — schema cu conductor refrigerent ; c — criostat demontabil, care constă din refrigerentul I și fotomultiplicatorul cu șlif II. 1 — fotomultiplicatorul ; 2 — vasul Dewar ; 3 — carcasă ; 4 — conductor refrigerent ; 5 — șlif ; 6 — ferăstruică.

Astfel de măsurători pot fi făcute însă numai folosind fotomultiplicatori adecvați, cu zgomot propriu cît mai mic. Din păcate, pînă în prezent producerea de fotomultiplicatori este insuficient standardizată și, din această cauză, găsirea unui fotomultiplicator bun este posibilă numai pe calea unei sortări statistice.

Pentru numărarea fotonilor, cei mai potriviți sînt fotomultiplicatorii de tipurile ФЭУ—42, ФЭУ—43, ФЭУ—1А. Pentru cele mai bune exemplare dintre acești fotomultiplicatori, numărul termoelectronilor emiși într-o secundă este de 5 — 6 de 1 cm^2 de fotocatod. O răcire la o temperatură sub —10°C nu determină o îmbunătățire a caracteristicilor fotomultiplicatorului. Probabilitatea de a nimeri un fotomultiplicator care să aibă caracteristicile apropiate de cele ale unui exemplar ideal, dintr-un anumit tip, este de 3 — 4% [12.14].

În prezent, metoda de numărare a fotonilor abia pătrunde în practica măsurătorilor spectrale. Trebuie remarcat că cu ajutorul ei se pot rezolva probleme inaccesibile celorlalte procedee de înregistrare a unui semnal luminos, în particular, problemele legate de măsurarea directă a timpului de viață al stărilor excitate, de studiul tranzițiilor în cascadă și de diferite tipuri de măsurători de corelare a proceselor de emisie a fotonilor. Aici se aplică metode de coincidență, de coincidență retardată și de anticoincidență, adică întregul arsenal de procedee de înregistrare a particulelor elementare.

Fotodiode. Pînă acum în spectroscopie majoritatea detectoarelor fotoelectrice de radiație sînt cele cu efect fotoelectric extern — dintre ele făcînd

parte nu numai celulele fotoelectrice și fotomultiplicatorii, ci și detectoarele electrooptice, amplificatorii electrooptici și tuburile de televiziune.

Receptoarele cu efect fotoelectric intern se folosesc în domeniul vizibil numai pentru anumite măsurători care nu necesită o sensibilitate prea mare și nici o inerție prea mică (celula fotoelectrică cu seleniu). Însă în domeniul infraroșu al spectrului sînt utilizate cu succes fotorezistențe sub formă de pelicule subțiri pe bază de PbS, PbTe și PbSe, sensibile pînă la 7 — 8 μm, precum și pe bază de InSb, InAs și alți cîțiva semiconductori a căror conducție, atît electronică cît și de goluri, variază sub acțiunea luminii.

Pentru domeniul vizibil al spectrului mai eficace este un alt tip de fotoreceptor — fotodioda, în care două domenii, din același semiconductor, prin dopare cu impurități diferite, capătă o conducție electronică (n) și, respectiv, de goluri (p). Dacă se iluminează joncțiunea celor două domenii, n și p, atunci rezistența acestei joncțiuni $n \to p$ (pentru sensul curentului, pentru care joncțiunea $n \to p$ constituie un strat de baraj) scade, mărindu-se corespunzător intensitatea curentului invers, dat de sursa exterioară de tensiune electromotoare.

Denumirea de fotodiodă (fig. 12.27) este legată de faptul că pentru aceste dispozitive electrice caracteristica voltamperică este foarte asemănătoare cu caracteristica voltamperică a unui kenotron cu vid (diodă redresoare).

Semiconductorii cel mai des folosiți pentru fotodiodele utilizate în domeniile vizibil și infraroșu apropiat sînt siliciu și germaniu. De obicei, fotodiodele sînt astfel construite, încît lumina să cadă perpendicular pe joncțiune, traversînd

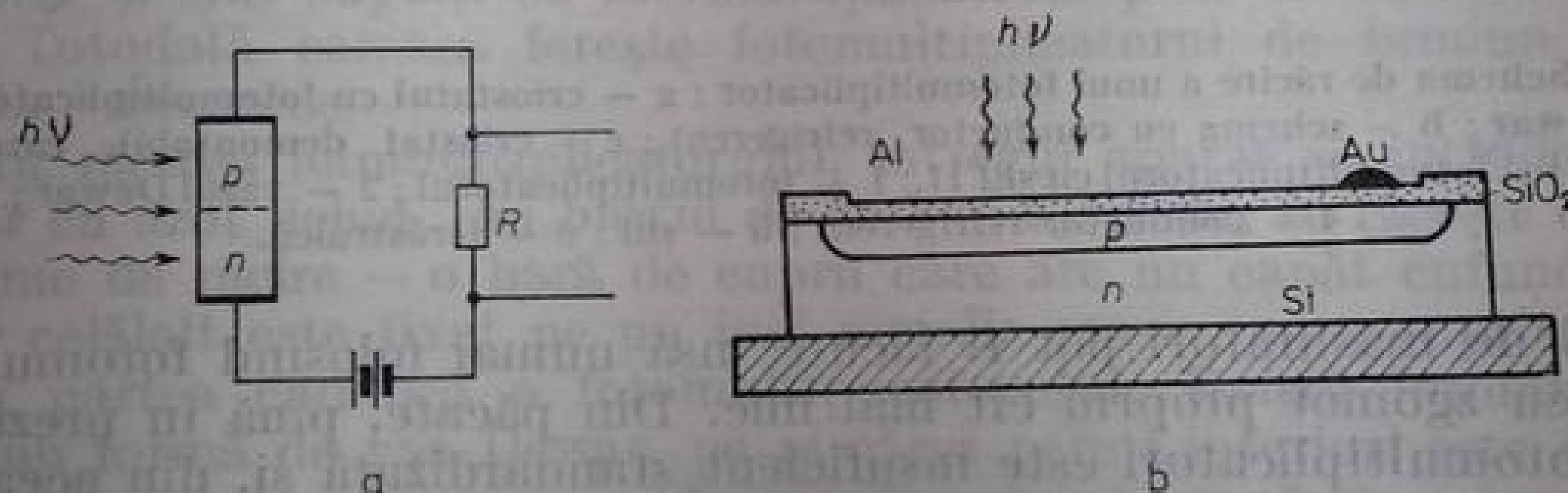


Fig. 12.27. Schema (a) și construcția unei fotodiode (b).

stratul p subțire, așa cum se vede din figura 12.27b. Deasupra lui este depus încă un strat de SiO_2, care joacă rolul de strat care mărește luminozitatea, crescînd astfel sensibilitatea fotodiodei.

Caracteristicile fotodiodelor actuale permit ca ele să fie preferate altor dispozitive, pentru rezolvarea unei serii de probleme spectroscopice.

Să facem o paralelă între unele dintre proprietățile principale ale fotodiodelor și cele ale fotomultiplicatorilor [12.15]. Fotodiodele cu siliciu au un domeniu larg al sensibilității spectrale, care se întinde de la domeniul ultraviolet pînă la 11 000 Å, cu un randament cuantic aproximativ constant, în valoare de 40 — 80%. Scăderea sensibilității în domeniul ultraviolet al spectrului se produce la fel cu cea a unui fotomultiplicator cu fereastră de sticlă, datorită coeficientului de absorbție mare al siliciului pentru lungimile de undă mai mici de 4000 Å. Acest efect poate fi înlăturat prin utilizarea unui ecran fluorescent cu randament cuantic mare. Fotodioda este mai sensibilă decît fotomultiplicatorul. După șase luni semnalul de la ieșire se modifică cu mai puțin de 0,5%, față de 1 — 2%, în cazul celor mai buni fotomultiplicatori.

Fotodiodele au dimensiuni și mase incomparabil mai mici. În funcție de destinație, fotodiodele se realizează în cele mai diverse dimensiuni, printre care și cu o suprafață sensibilă de cîțiva milimetri pătrați și o masă de cîteva zecimi de gram. Toate fotodiodele au o stabilitate antișoc și antivibrații mult mai bună decît a fotomultiplicatorilor și practic sînt lipsite de efectul de microfonie. Pentru alimentarea fotodiodelor este necesară o tensiune de circa 15V, în loc de aproximativ 1000V pentru fotomultiplicatori. În fine, prețul fotodiodelor este cu mult mai mic decît cel al fotomultiplicatorilor. Caracteristicile temporale ale fotodiodelor nu sînt mai rele decît caracteristicile corespunzătoare ale fotomultiplicatorilor; cu ajutorul fotodiodelor se pot măsura impulsuri cu durata de circa 10 ns. Pînă nu de mult se considera că fotomultiplicatorii sînt mai sensibili decît fotodiodele. Însă în ultima vreme s-a arătat că așa-numita fotodiodă în avalanșă, care funcționează la tensiune mare, are randament cuantic în jur de 30% pentru 1,06 μm, sensibilitatea de prag de circa $3 \cdot 10^{-14}$ W/Hz$^{1/2}$ și o constantă de timp de aproximativ 3 ns. Prin răcire pînă la temperatura azotului lichid, ea poate funcționa în regim de numărare a fotonilor individuali cu o eficacitate mai mare de 10% (pentru 9000 Å). Numărul de impulsuri de întuneric corespunde unui fond de cîțiva fotoni pe secundă [12.16].

Prin urmare, se poate considera că sensibilitățile, atît a fotodiodelor cît și a fotomultiplicatorilor, au atins aproape limita posibilă, iar din acest punct de vedere fotodiodele nu sînt mai prejos decît fotomultiplicatorii. Faptul că toate aparatele spectrale produse de industrie sînt echipate cu fotomultiplicatori se explică probabil numai printr-o anumită inerție a industriei de aparate care implică procese tehnologice complicate.

§ 8. MĂSURAREA FOTOCURENȚILOR

Intensitatea curentului de ieșire al celulelor fotoelectrice și fotomultiplicatorilor este de obicei insuficientă pentru a putea fă măsurată direct, încît el trebuie amplificat. Se folosesc amplificatori de curent continuu și de curent alternativ. Primii sînt mai simpli ca schemă și nu impun modularea fluxului de măsurat. Amplificatorii de curent alternativ sînt ceva mai complicați, în schimb nu prezintă driftul lent de nul, caracteristic amplificatorilor de curent continuu. Posibilitățile de utilizare a lor sînt mai largi. În general însă folosirea unuia sau a altuia dintre procedee este determinată, într-o mare măsură, de tradiția unui anumit laborator și de stilul experimentatorului. Aici vom da numai schemele bloc ale dispozitivelor de măsură, recomandînd cititorului ca, pentru detalii, să consulte îndreptarele speciale [12.17].

Cea mai simplă metodă de măsură — cu citire directă — este arătată în figura 12.28a. Pentru curenți de ieșire mici, se folosesc de obicei amplificatori (fig. 12.28b). Sînt larg răspîndite schemele în care curentul fotoelectric nu este măsurat, ci micșorat pînă la o anumită valoare, dată de fixarea la diviziunea respectivă a indicatorului. Atenuarea se realizează fie optic, de exemplu cu ajutorul unui filtru neutru (fig. 12.28c), fie electric, prin variația coeficientului de amplificare al schemei.

Cele mai precise rezultate se pot obține prin metode de compensare, în care se compară doi fotocurenți, obținuți uneori de la fotomultiplicatori diferiți, alteori de la același fotomultiplicator.

Cele mai simple scheme de comparare a fotocurenților obținuți de la două receptoare diferite sînt date în figura 12.28d, e. În primul caz atenuarea unuia

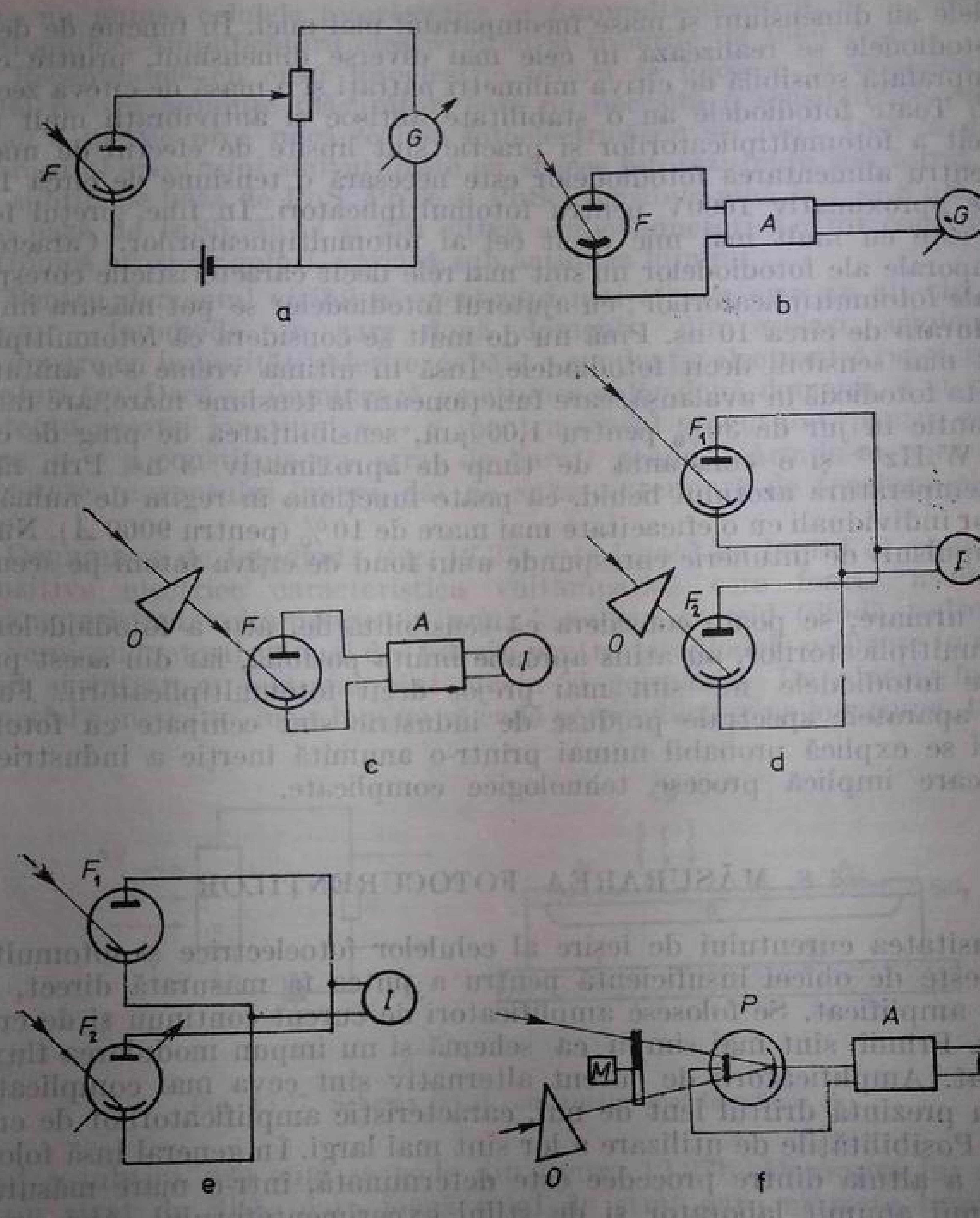


Fig. 12.28. Scheme de fotometre : cu citire directă (a) ; citire directă şi cu amplificare (b) şi cu atenuator optic (c) ; cu comparare a două fluxuri : simultană (d, e) şi succesivă (f, h). A — amplificatorul ; G — galvanometru ; P — fotoelement (sau fotomultiplicator) ; I — indicator de nul ; O — pană optică ; M — modulator ; V — voltmetru electronic ; K — comutator.

dintre semnalele de comparat se realizează pe cale optică, în cel de al doilea pe cale electrică. Un asemenea tip de scheme exclud erorile datorate instabilităţii sursei de lumină, întrucît ele se folosesc de obicei în aparate în care ambii fotomultiplicatori sînt iluminaţi de la aceeaşi sursă.

Pentru eliminarea erorilor datorate instabilităţii fotomultiplicatorului însuşi, adesea se compară două fluxuri, folosind un singur fotomultiplicator. În acest scop el este iluminat alternativ, cu o frecvenţă suficient de mare, de ambele fluxuri care se compară. Dacă acestea sînt egale şi durata de iluminare a fotomultiplicatorului este aceeaşi, atunci la ieşire se obţine un curent constant. În caz contrar, la ieşire apare o componentă variabilă, a cărei mărime este măsura diferenţei dintre fluxurile de comparat.

Aducerea la zero a componentei variabile se poate realiza, ca şi în schemele descrise mai sus, fie pe cale electrică, fie pe cale optică. Schemele bloc respective sînt reprezentate în figurile 12.28f, g.

Există scheme fotoelectrice ale căror aparate de măsură permit măsurarea directă nu a diferenţei, ci a raportului dintre două fluxuri care se compară. Astfel de aranjamente experimentale se numesc *logometre.*

Schemele fotoelectrice permit o rezolvare simplă a unui întreg domeniu de probleme spectroscopice, prezentînd mari dificultăţi pentru fotometria fotografică. Unul dintre exemple îl constituie eliminarea fondului spectrului continuu, care se suprapune peste linii. Această eliminare poate fi obţinută prin două procedee. În primul dintre ele fanta aparatului spectral separă o porţiune a spectrului din apropierea liniei. Cu ajutorul unui dispozitiv optic, fotomultiplicatorul este iluminat alternativ de lumina liniei împreună cu fondul şi de lumina de fond. La ieşirea unui amplificator diferenţial, se poate obţine semnalul liniei, practic lipsit de fond [12.18].

O altă cale de eliminare a fondului o constituie baleierea spectrului care conţine linia de cercetat, în faţa fantei de ieşire. În acest caz, dacă fondul din vecinătatea liniei date este uniform, atunci el va genera numai componenta constantă a semnalului, iar linia va da componenta variabilă, care se măsoară cu ajutorul unei scheme corespunzătoare.

Drept exemplu de problemă spectroscopică rezolvată cu metode fotoelectrice mai poate fi dată măsurarea mişcărilor colective ale plasmei cu ajutorul unui separator de linii spectrale. În studiul despre care este vorba [7.31], o oglindă prismatică se fixează astfel încît muchia ei să împartă în două părţi egale linia cu ajutorul căreia se urmăreşte mişcarea plasmei. Lumina de la fiecare jumătate de linie este trimisă spre propriul fotomultiplicator, al cărui semnal este aplicat la una dintre intrările unui oscilograf cu două spoturi (fig. 12.29). În absenţa unor mişcări colective ale plasmei, semnalele de la ambii fotomultiplicatori sînt date numai de oscilaţiile de strălucire ale liniei, fiind deci în fază. Dacă însă plasma este antrenată într-o mişcare de-a lungul razei vizuale, atunci, datorită efectului Doppler, centrul liniei se deplasează, părăsind astfel muchia prismei, semnalele de la cei doi fotomultiplicatori ajungînd în opoziţie de fază.

Descriind construcţia diferitelor aparate spectrale, am prezentat deja o serie de exemple de rezolvare a problemelor spectroscopice prin metode fotoelectrice.

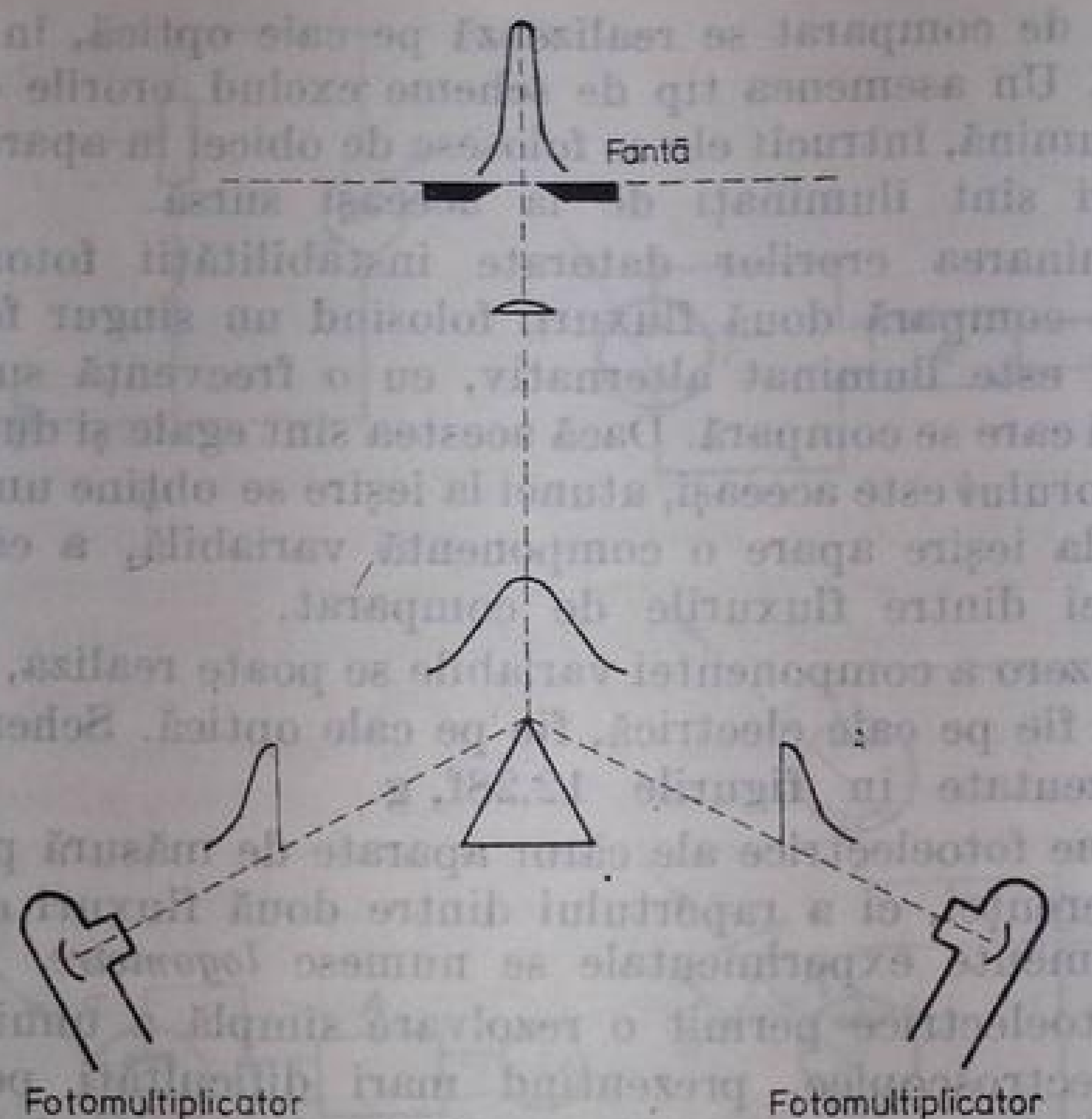


Fig. 12.29. Schema unui divizor pentru studiul mișcărilor colective ale plasmei.

§ 9. AVANTAJELE ȘI DEZAVANTAJELE METODELOR FOTOGRAFICE ȘI FOTOELECTRICE

Metoda fotoelectrică are o serie de avantaje față de metoda clasică, fotografică.

Un prim avantaj îl constituie randamentul cuantic mare al fotocatodului. În timp ce randamentul cuantic echivalent al unei plăci fotografice, în condiții optice, nu depășește 1% și, de regulă, este de 10 — 100 ori mai mic decît această valoare, randamentul cuantic al unui fotocatod ajunge pînă la 30%, adică este mai mare cu peste un ordin de mărime.

În afară de aceasta, randamentul cuantic al unui fotocatod este practic constant într-o largă gamă de iluminări, pe cînd randamentul cuantic echivalent al unei emulsii fotografice scade repede atunci cînd condițiile de măsurare diferă de cele optime.

Metoda fotoelectrică permite obținerea directă a rezultatelor, acestea putînd fi sub formă de diagrame, sau, în cazurile în care este necesar, direct sub formă de valori numerice ale strălucirii spectrale sau ale unei mărimi proporționale cu ea.

Este important, de asemenea, că variația curentului fotoelectric în funcție de mărimea fluxului luminos incident este liniară în limite foarte largi. Acest fapt ne scutește de o etalonare complicată a schemei de măsură.

De regulă, măsurătorile fotoelectrice sînt mai precise. În condiții adecvate se atinge o precizie a măsurătorilor relative de 0,1%, precizia de circa 1% fiind obișnuită. Această precizie este cu aproximativ un ordin de mărime mai ridicată decît precizia obținută cu ajutorul plăcilor fotografice.

În fine, sensibilitatea spectrală a aparatelor fotoelectrice permite să se avanseze ceva mai mult în infraroşul apropiat, decît se poate face aceasta cu ajutorul emulsiilor fotografice sensibile numai pînă la 1,3μm.

Însă, în ciuda acestor avantaje foarte serioase pe care le prezintă detectoarele fotoelectrice, straturile fotografice au şi ele o utilizare foarte largă, deoarece la rezolvarea anumitor probleme metodele fotoelectrice nu le pot concura.

În primul rînd trebuie avut în vedere că o placă fotografică înregistrează dintr-odată un domeniu spectral larg. Presupunînd că limita practică de rezoluţie a unui spectrograf, în unităţi de lungime, este $\Delta l = 0{,}01$ mm, rezultă că putem înregistra, pe o lungime a emulsiei de 5 cm, un număr de elemente spectrale $N = 5/10^{-3} = 5000$. Cu o celulă fotoelectrică realizăm această operaţie succesiv; astfel, presupunînd că sensibilitatea celulei fotoelectrice este chiar de 10^3 ori mai mare decît sensibilitatea plăcii, iar timpul corespunzător de înregistrare a unui element spectral prin metode fotoelectrice este de 1000 de ori mai mic decît înregistrarea fotografică, pentru înregistrarea fotoelectrică a unei aceleiaşi porţiuni de spectru cheltuim în cel mai bun caz de cinci ori mai mult timp decît în cazul înregistrării fotografice.

Mai trebuie avut în vedere şi faptul că la înregistrare succesivă (baleiaj) intervin toate instabilităţile sursei, care sînt eliminate automat prin fotografierea simultană.

Pentru înlăturarea acestui neajuns important al metodelor de măsurat fotoelectric se construiesc instalaţii multicanal complicate, destinate determinărilor spectroanalitice standard, în care este suficient să se măsoare energia nu a tuturor punctelor spectrului, ci a unui număr nu prea mare (11 — 20) de linii. În afara costului foarte ridicat şi al complexităţii unor asemenea instalaţii multicanal (cuantometre, v. cap. 4), acest procedeu de măsurare este cu totul nepotrivit pentru efectuarea unor cercetări în care se urmăreşte emisia unei structuri detaliate, chiar şi pentru un domeniu spectral foarte restrîns.

Înalta complexitate a aparatelor fotoelectrice şi, corespunzător acesteia, preţul foarte ridicat al instalaţiei precum şi al exploatării constituie, de asemenea, neajunsuri importante ale metodei fotoelectrice. Din această cauză, folosirea metodelor de măsură fotografice reprezintă adesea nu numai un procedeu simplu, ci şi unul mai convenabil economic pentru rezolvarea unei probleme date.

Îmbinarea reuşită a sensibilităţii foarte ridicate a unui fotocatod cu capacitatea integratoare şi cu numărul foarte mare de elemente înregistrate concomitent de emulsia fotografică se realizează în cadrul sistemelor formate dintr-un amplificator electrono-optic şi emulsia fotografică. Chiar dacă acest gen de sisteme nu a pătruns încă, datorită unei întregi serii de cauze, în practica măsurătorilor spectrale, aplicarea lor se va lărgi indiscutabil în viitor.

Capitolul 13

STUDIUL SPECTRELOR DE ABSORBȚIE

§ 1. OBSERVAREA SPECTRELOR DE ABSORBȚIE

În fazele solidă, lichidă și gazoasă precum și în plasmă se pot observa spectre de absorbție, care aparțin atomilor și ionilor. În gaze și în plasmă acestea sînt spectre de linii, cu toate că într-o serie de cazuri are loc absorbția într-un domeniu spectral larg (dincolo de limitele seriilor, în plasma densă precum și ca urmare a lărgirii puternice a liniilor spectrale). În corpul solid și în lichide spectrele de absorbție constau de obicei din benzi relativ largi. În această secțiune vor fi expuse mai ales metodele de studiu al spectrelor de linii, de absorbție.

Spectrele de absorbție constituie obiectul de studiu a numeroase lucrări de spectroscopie. Ele includ analiza spectrală atomică, de absorbție și cercetările referitoare la măsurarea tăriei oscilatorilor liniilor spectrale. Studiul spectrelor de absorbție permite obținerea de informații prețioase asupra proceselor care se produc în stratul absorbant: concentrația particulelor absorbante, temperatura, caracterul și numărul de ciocniri ale atomilor și moleculelor, viteza mișcărilor colective ale particulelor etc. Liniile de absorbție se folosesc și în scopuri metrologice. Trebuie amintite și numeroasele studii asupra spectrelor de absorbție ale obiectelor cosmice: atmosfera stelelor și a Soarelui, mediul interstelar și atmosfera terestră.

Schema de principiu a observării unui spectru de absorbție este dată în figura 13.1.

Spectrul de absorbție, adică liniile sau benzile întunecate de pe fondul luminos al spectrului continuu al sursei, se observă dacă atenuarea fluxului luminos datorită absorbției este mai mare decît aportul dat de radiația spontană și indusă a obiectului cercetat. Dacă prevalează radiația obiectului, atunci se observă un spectru de emisie, adică benzi și linii strălucitoare pe fondul întunecat al spectrului continuu. În cazul unei compensări exacte între energia

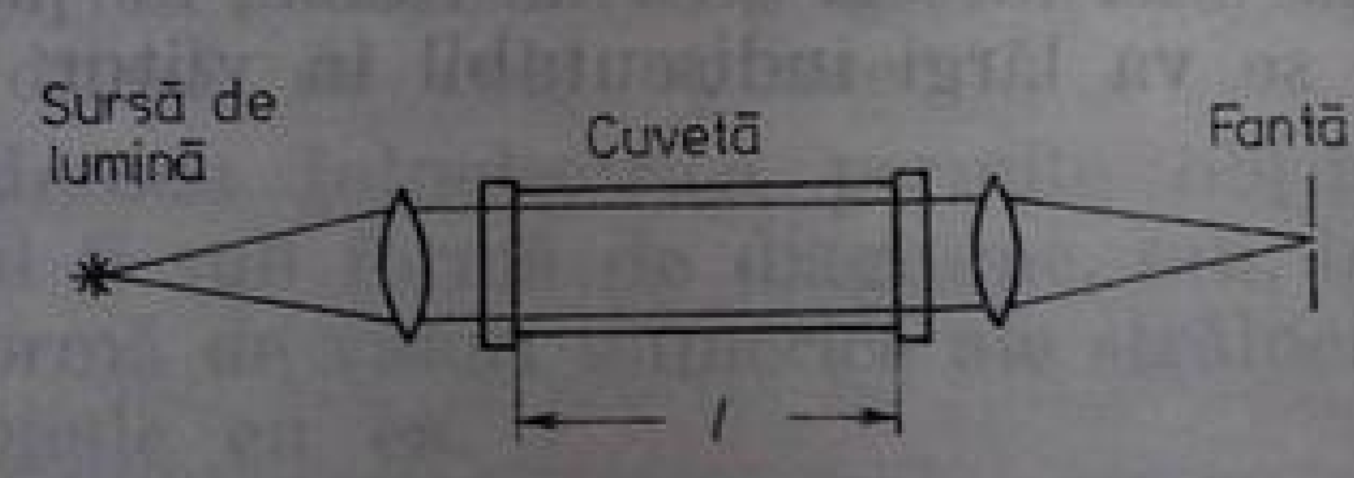


Fig. 13.1. Schema de observare a unui spectru de absorbție.

absorbită și cea emisă, survine așa-numitul moment de circulație, cînd benzile și liniile se pierd pe fondul spectrului continuu al spectrului. În acest caz temperatura de strălucire a sursei de spectru continuu este egală cu temperatura efectivă de excitare a benzilor, liniilor sau spectrului continuu, emise de obiectul de studiat. *Temperatura efectivă de excitare*, T_e, se determină din raportul

populării nivelului superior, N_1, și popularea nivelului inferior, N_2, între care se face tranziția respectivă

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left[-\frac{h\nu}{kT_e}\right], \tag{13.1}$$

g_1 și g_2 fiind ponderile statistice ale nivelelor, iar ν — frecvența de emisie. Adesea pentru studiul absorbției, împreună cu sursa spectrului continuu se folosește și o sursă de spectru de linii, de obicei cu aceeași compoziție atomică ca și gazul absorbant, însă care emite linii mai strălucitoare și mai înguste. Această metodă permitea determinarea caracteristicilor liniei de absorbție, corespunzătoare centrului ei. Într-o serie de cazuri ea prezintă unele avantaje față de metodele obișnuite, fiind utilizată pe scară largă în analiza atomică de absorbție [15].

La interpretarea spectrelor de absorbție trebuie evaluată contribuția emisiei stratului absorbant și, dacă este necesar, trebuie ținut cont de ea. Asemenea cazuri se întîlnesc de obicei atunci cînd temperatura de strălucire a sursei de radiație depășește cu puțin temperatura efectivă de excitare. Aici situația este analoagă cu cea care apare la interpretarea spectrelor de emisie — în acest caz fiind obligatoriu să se ia în considerare absorbția în volumul care emite.

Există cel puțin două procedee care permit înlăturarea practic totală a influenței emisiei proprii a obiectului asupra rezultatelor analizei de absorbție. În cele din urmă ele se reduc la a face dispozitivul receptor insensibil pentru emisia proprie a obiectului absorbant.

În cadrul primului procedeu, emisia sursei cu care se iluminează este modulată cu o anumită frecvență. Pe aceeași frecvență se acordează amplificatorul de bandă îngustă care amplifică curentul fotoelectric al receptorului de radiație. Aceasta permite înlăturarea, practic totală, a paraziților care provin de la radiația nemodulată a obiectului absorbant. Un tip de schemă asemănător este aplicat pe scară largă în analiza de absorbție atomică [15]. Recent a fost propus un al doilea procedeu, bazat pe proprietatea hologramelor de a reda exact strălucirea unui obiect iluminat cu lumină coerentă, fără a fi sesizabil afectată de radiația necoerentă [13.1]. Schema instalației pentru măsurarea holografică a absorbției este dată în figura 13.2.

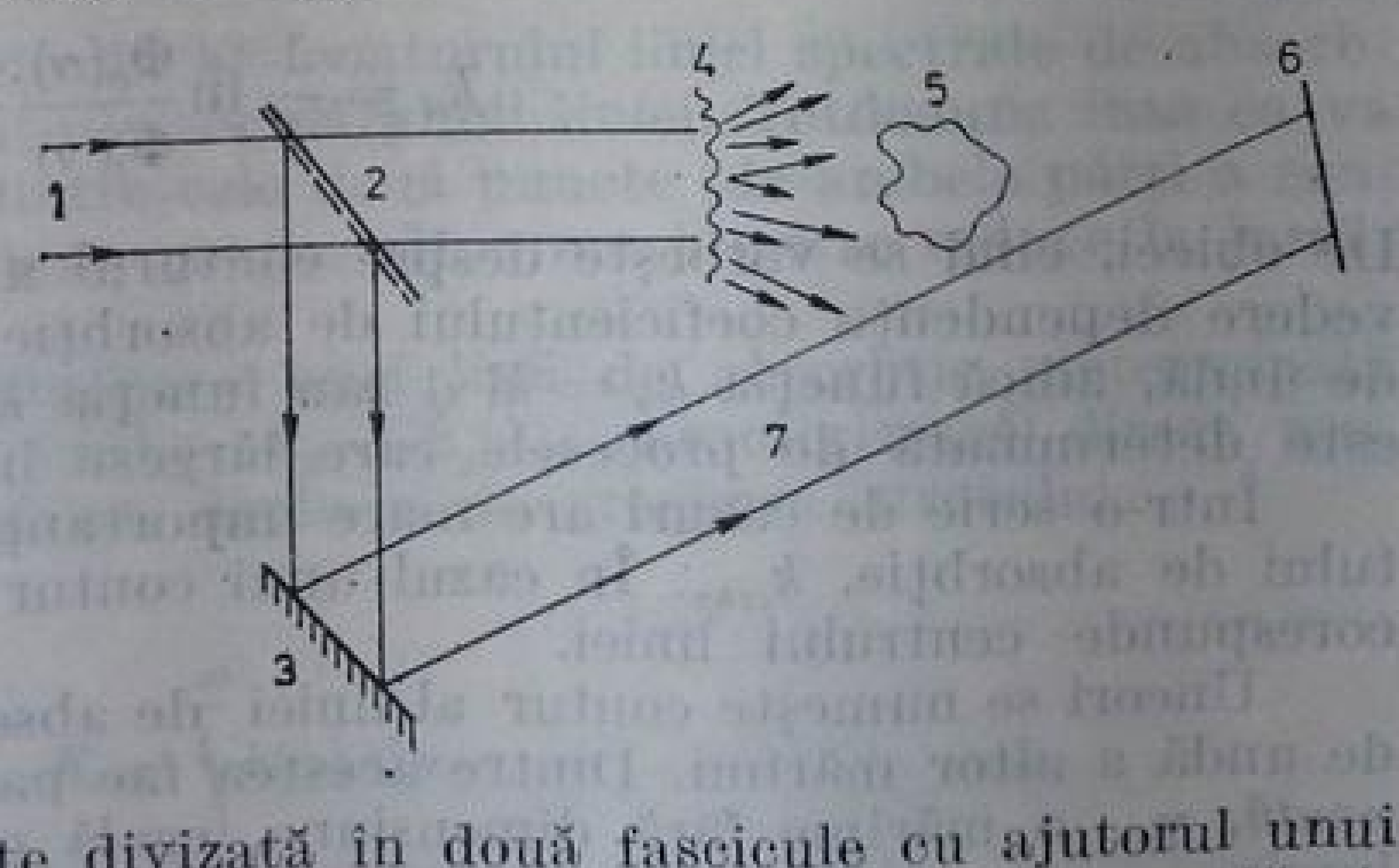


Fig. 13.2. Schemă de măsurare holografică a absorbției.

Lumina de la laserul 1 este divizată în două fascicule cu ajutorul unui sistem de oglinzi, 2 și 3. Unul dintre fascicule este difuzat de sticla mată, 4, și, trecînd prin obiectul 5, ajunge la placa fotografică 6. Aici el se suprapune peste celălalt fascicul, 7, și, interferînd cu el, formează pe placa fotografică un tablou de interferență foarte complicat. Placa developată, pe care este

înregistrată figura de interferenţă, se numeşte hologramă. Ea se aşază în locul iniţial şi se luminează cu fasciculul 7, restabilindu-se unda luminoasă care a ieşit din obiect la obţinerea hologramei. Deoarece radiaţia necoerentă a obiectului însuşi nu a contribuit la crearea figurii de interferenţă de pe hologramă, partea corespunzătoare a undei luminoase nu este reconstituită.

Metoda permite măsurarea absorbţiei luminii numai pentru acele lungimi de undă pentru care se poate obţine o radiaţie laser suficient de monocromatică şi de intensă. În afară de aceasta, pentru înregistrarea hologramelor sînt necesare materiale potrivite. Cercetările din acest domeniu se dezvoltă rapid, încît acum sînt practic accesibile radiaţii laser de orice lungime de undă în domeniile vizibil şi ultravioletul apropiat.

§ 2. CARACTERISTICILE PRINCIPALE ALE SPECTRELOR DE ABSORBŢIE DE LINII ŞI PARTICULARITĂŢILE ANALIZEI LOR EXPERIMENTALE

Caracteristicile principale ale liniilor de absorbţie. Obiectul principal de studiu în spectroscopia atomică îl constituie spectrele de linii, cărora le vom acorda atenţia principală.

O linie de absorbţie este caracterizată de obicei printr-o serie de mărimi determinate experimental. Dacă fluxul luminos $\Phi_0(\nu)$ este trimis pe un strat absorbant omogen, de grosime l, atunci fluxul emergent $\Phi_l(\nu)$ va fi atenuat de $e^{k_\nu l}$ ori, adică

$$\Phi_l(\nu) = \Phi_0(\nu)\exp(-k_\nu l) \qquad (13.2)$$

(legea Bouguer-Lambert).

Dacă stratul nu este omogen, atunci în locul produsului $k_\nu l$ de la exponent se ia integrala $\int_0^l k_\nu(x)\,dx$ (în continuare, dacă nu este special specificat, vom considera stratul omogen). Această mărime se numeşte *grosime optică a stratului*. Mărimea k_ν se numeşte *coeficient de absorbţie*. Dimensiunea lui este $[L]^{-1}$. Coeficientul de absorbţie se măsoară de obicei în cm^{-1}. Conform relaţiei (13.2),

$$k_\nu = \frac{1}{l}\ln\frac{\Phi_0(\nu)}{\Phi_l(\nu)}. \qquad (13.3)$$

De obicei, cînd se vorbeşte despre conturul unei linii de absorbţie, se are în vedere dependenţa coeficientului de absorbţie de frecvenţă sau de lungimea de undă, adică funcţia $k_\nu = k(\nu)$ sau funcţia $k_\lambda = k(\lambda)$. Forma acestei funcţii este determinată de procesele care lărgesc linia.

Într-o serie de cazuri are mare importanţă valoarea maximă a coeficientului de absorbţie, k_{max}. În cazul unui contur simetric, neautoinversat, k_{max} corespunde centrului liniei.

Uneori se numeşte contur al liniei de absorbţie dependenţa de lungimea de undă a altor mărimi. Dintre acestea fac parte, de pildă, *intensitatea remanentă*, γ_ν, o mărime fără dimensiune, egală cu acea fracţiune din fasciculul luminos, care rămîne neabsorbită (fig. 13.3), adică

$$\gamma_\nu = \gamma(\nu) = \frac{\Phi_l(\nu)}{\Phi_0(\nu)}. \qquad (13.4)$$

Această mărime adesea se mai numeşte şi *coeficient de transmisie*. Conform relaţiei (13.2), intensitatea remanentă este egală cu $\exp(-k_\nu l)$. O mare importanţă are şi intensitatea remanentă în centrul liniei,

$$\gamma_0 = \Phi_l(\nu)/\Phi_0(\nu_0).$$

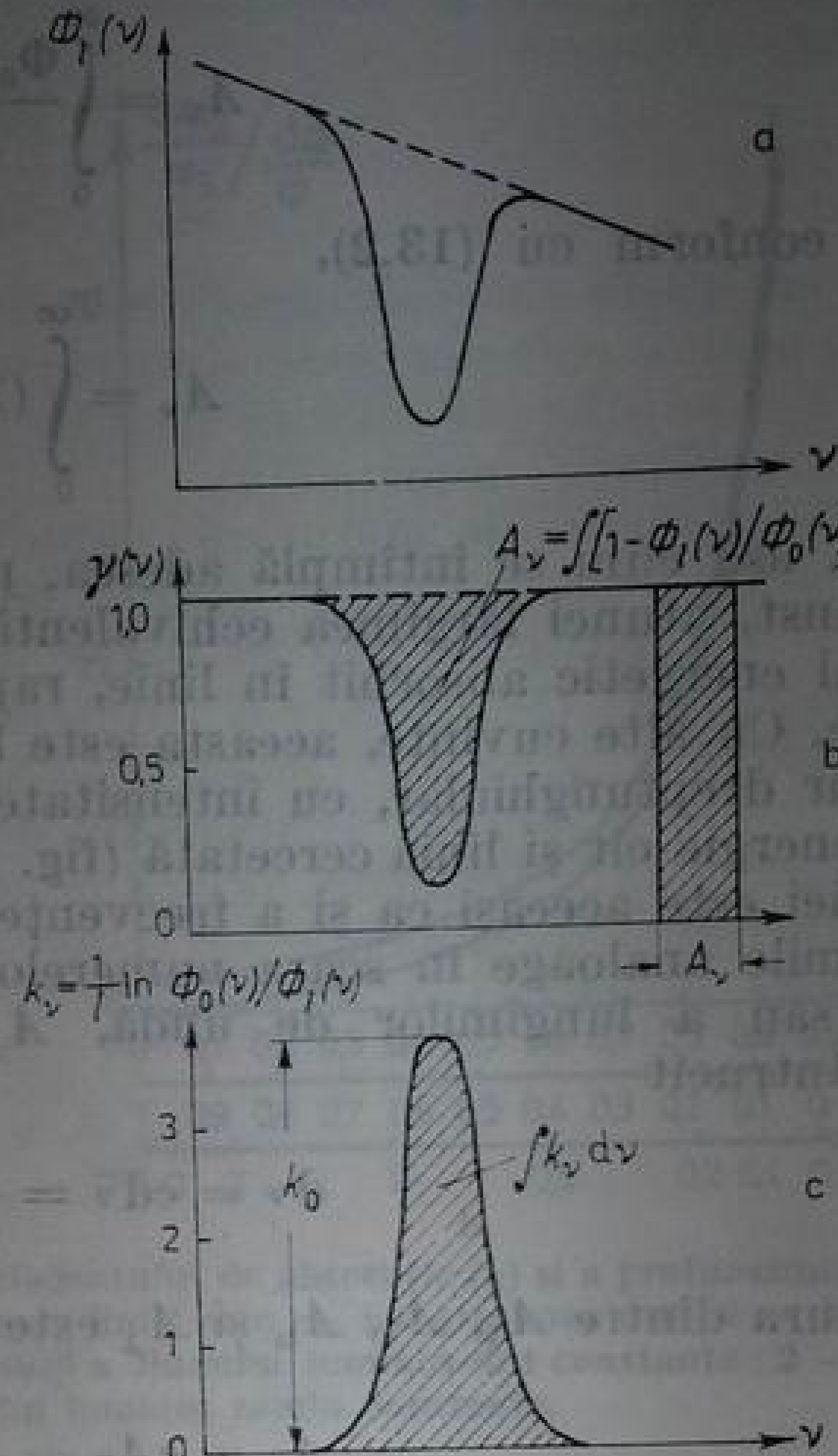


Fig. 13.3. Conturul unei linii de absorbţie şi caracteristicile ei integrale : a — intensitatea inregistrată, $\Phi_l(\nu)$, punctat — interpolarea fondului ; b — intensitatea remanentă, $\gamma(\nu)$, şi lărgimea echivalentă a liniei, A_ν; c — coeficientul de absorbţie, k_ν, şi coeficientul integral de absorbţie, $\int k_\nu \, d\nu$.

Se poate examina şi profunzimea liniei de absorbţie, α_ν, egală cu

$$\alpha_\nu = \alpha(\nu) = 1 - \gamma(\nu) = 1 - \exp(-k_\nu l). \tag{13.5}$$

Corespunzător diferitelor definiţii ale conturului liniei spectrale de absorbţie, vom avea şi diferite definiţii ale semilărgimii liniei. Totdeauna însă ea va fi egală cu distanţa în spectru dintre cele două puncte (de ambele părţi a centrului liniei), în care caracteristica corespunzătoare a liniei se reduce la jumătate din valoarea maximă.

Trebuie remarcat că semilărgimea unei linii de absorbţie, determinată din curba $k_\nu = k_\nu(\nu)$ sau din curba $k_\lambda = k_\lambda(\lambda)$, caracterizează direct proprietăţile mediului absorbant şi nu depinde de grosimea stratului.

Mărimea

$$K = \int_0^\infty k(\nu) \, d\nu$$

se numeşte *coeficient integral de absorbţie* şi este o caracteristică importantă a liniilor de absorbţie. Dimensiunea coeficientului de absorbţie integral este $L^{-1}T^{-1}$. El se exprimă de obicei în secunde la minus unu pe centimetru.

În numeroase studii se definește așa-numita *absorbție totală*, sau *lărgimea echivalentă a liniei*. Aceasta este, de asemenea, o caracteristică integrală, care se referă la întreaga linie de absorbție ca un tot. Lărgimea echivalentă a unei linii este egală cu integrala profunzimii liniei de absorbție, luată între limitele întregii linii,

$$A_\nu = \int_0^\infty \frac{\Phi_0(\nu) - \Phi_l(\nu)}{\Phi_0(\nu)} \mathrm{d}\nu, \tag{13.6}$$

sau, conform cu (13.2),

$$A_\nu = \int_0^\infty (1 - \mathrm{e}^{-k_\nu l}) \mathrm{d}\nu. \tag{13.6a}$$

Dacă, așa cum se întîmplă adesea, pe întregul interval de integrare $\Phi_0(\nu) = \mathrm{const}$, atunci lărgimea echivalentă are un sens fizic simplu : ea reprezintă fluxul energetic absorbit în linie, raportat la fluxul spectral al radiației incidente. Cu alte cuvinte, aceasta este lărgimea unei linii de absorbție, avînd un contur dreptunghiular, cu intensitatea remanentă nulă și care absoarbe exact atît energie cît și linia cercetată (fig. 13. 3b). Dimensiunea lărgimii echivalente a liniei este aceeași ca și a frecvenței. Pe lîngă mărimea A_ν pot fi introduse mărimile analoage în scara numerelor de undă, $A_{\bar{\nu}}$, a frecvențelor circulare, A_ω, sau a lungimilor de undă, A_λ.

Întrucît

$$\mathrm{d}\nu = c\mathrm{d}\bar{\nu} = \frac{1}{2\pi}\mathrm{d}\omega = \frac{c}{\lambda^2}\mathrm{d}\lambda, \tag{13.7}$$

legătura dintre A_ν, $A_{\bar{\nu}}$, A_ω și A_λ este dată de formula

$$A_\nu = cA_{\bar{\nu}} = \frac{1}{2\pi}A_\omega = \frac{c}{\lambda^2}A_\lambda. \tag{13.8}$$

Cunoscînd una dintre aceste mărimi, din (13.8) se poate calcula oricare dintre celelalte.

Vom observa că mărimile $k_{\bar{\nu}}$, $\alpha_{\bar{\nu}}$ și $\gamma_{\bar{\nu}}$ sînt egale, respectiv, cu k_λ, α_λ și γ_λ.

Erorile de măsură. Cunoscînd conturul unei linii de absorbție, cu ajutorul formulelor de mai sus poate fi determinată oricare dintre caracteristicile ei.

Să examinăm erorile de măsură a coeficientului de absorbție și a profunzimii liniei.

Expresia generală pentru eroarea relativă a coeficientului de absorbție, așa cum rezultă din (13.3), va fi

$$\frac{\mathrm{d}k_\lambda}{k_\lambda} = \frac{1}{lk_\lambda}\left[\frac{\mathrm{d}\Phi_{0\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} + \frac{\mathrm{d}\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{l\lambda}}\right]. \tag{13.9}$$

Vom examina două cazuri extreme.

1. Erorile relative de măsură a semnalelor sînt constante și egale,

$$\frac{\mathrm{d}\Phi_{0\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = \frac{\mathrm{d}\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{l\lambda}} = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\Phi}. \tag{13.10}$$

În acest caz

$$\frac{dk_\lambda}{k_\lambda} = \frac{2}{lk_\lambda} \frac{d\Phi}{\Phi}, \tag{13.11}$$

adică eroarea de măsură a coeficientului de absorbție este invers proporțională cu mărimea $k_\lambda l$ (fig. 13.4a, curba 1).

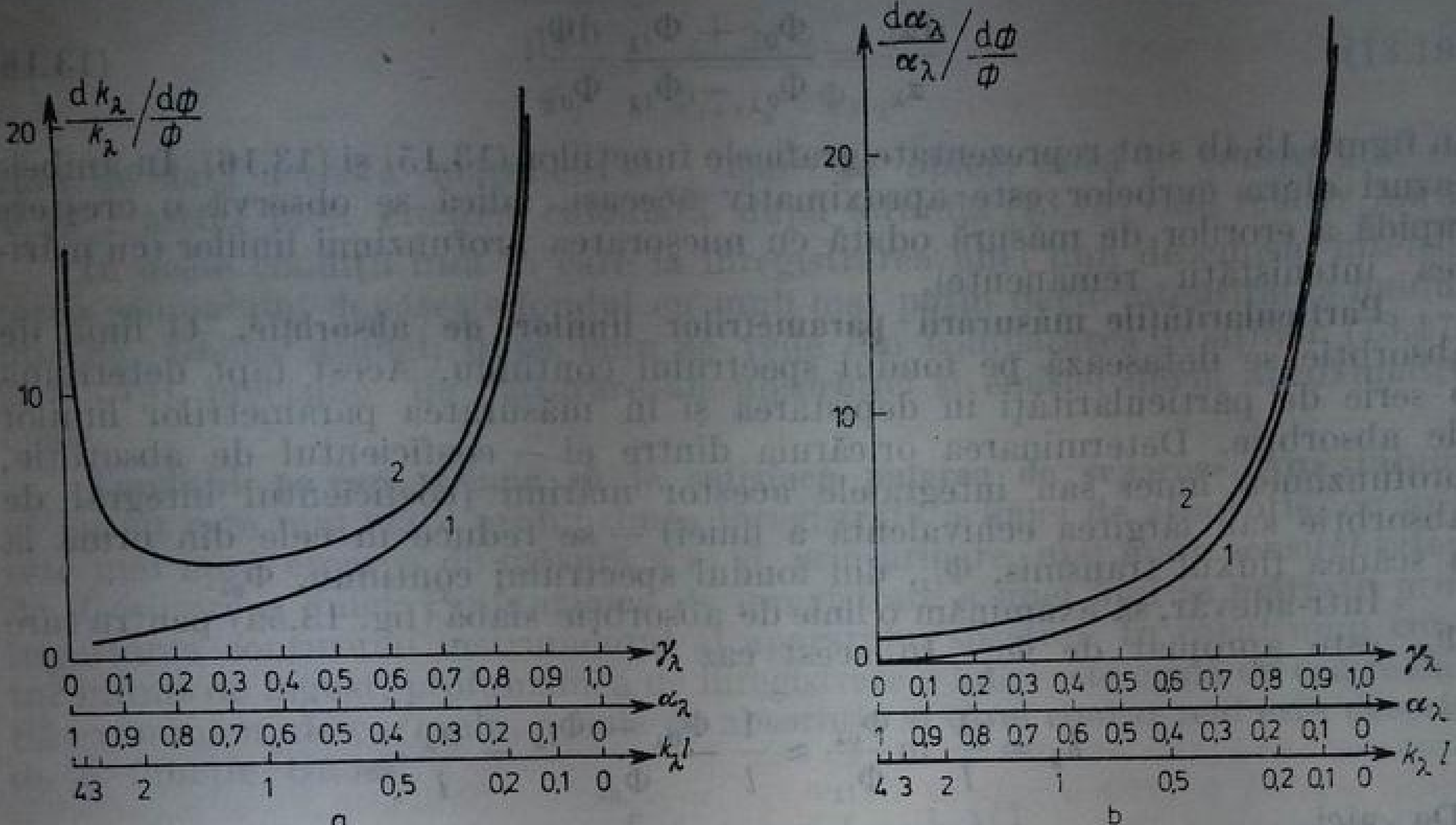


Fig. 13.4. Dependența erorii relative de măsură a coeficientului de absorbție (a) și a profunzimii liniei (b) față de mărimea intensității remanente (profunzimea liniei este α_λ, iar grosimea optică — $k_\lambda l$), în cazul următoarelor ipoteze : 1 — erorile relative de măsură a fluxului luminos sînt constante ; 2 — erorile absolute de măsură a fluxului luminos rămîn constante.

2. Erorile absolute de măsură a fasciculelor luminoase sînt constante, adică

$$d\Phi_{0\lambda} = d\Phi_{l\lambda} = d\Phi. \tag{13.12}$$

Atunci, din (13.9) rezultă

$$\frac{dk_\lambda}{k_\lambda} = \frac{1}{k_\lambda l}\left(1 + \frac{\Phi_{0\lambda}}{\Phi_{l\lambda}}\right)\frac{d\Phi}{\Phi_0}. \tag{13.13}$$

Graficul acestei funcții este dat în figura 13.4a, curba 2. Eroarea minimă de măsură corespunde valorii $k_\lambda l \approx 1{,}3$ sau unei intensități remanente de 0,28. Totodată, după cum se vede din figură, în domeniul de valori ale lui $k_\lambda l$ de la 0,4 pînă la 3 (intensitatea remanentă de la 0,05 pînă la 0,7) eroarea depășește eroarea minimă cu mai puțin de două ori.

În mod analog vom analiza și eroarea relativă de măsură a profunzimii liniei, adică mărimea

$$\alpha_\nu = (\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda})/\Phi_{0\lambda}.$$

Nu este greu de arătat că

$$\frac{d\alpha_\lambda}{\alpha_\lambda} = \frac{\Phi_{l\lambda}d\Phi_{0\lambda} + \Phi_{0\lambda}d\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}(\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda})}. \tag{13.14}$$

În cazul erorilor relative constante (13.10), avem

$$\frac{d\alpha_\lambda}{\alpha_\lambda} = \frac{2\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}} \frac{d\Phi}{\Phi}. \tag{13.15}$$

În cazul însă al constanței erorii absolute de măsură a fluxului luminos (13.12), obținem

$$\frac{d\alpha_\lambda}{\alpha_\lambda} = \frac{\Phi_{0\lambda} + \Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}} \frac{d\Phi}{\Phi_{0\lambda}}. \tag{13.16}$$

În figura 13.4b sînt reprezentate graficele funcțiilor (13.15) și (13.16). În ambele cazuri alura curbelor este aproximativ aceeași, adică se observă o creștere rapidă a erorilor de măsură odată cu micșorarea profunzimii liniilor (cu mărirea intenistății remanente).

Particularitățile măsurării parametrilor liniilor de absorbție. O linie de absorbție se detașează pe fondul spectrului continuu. Acest fapt determină o serie de particularități în depistarea și în măsurarea parametrilor liniilor de absorbție. Determinarea oricăruia dintre ei — coeficientul de absorbție, profunzimea liniei sau integralele acestor mărimi (coeficientul integral de absorbție sau lărgirea echivalentă a liniei) — se reduce în cele din urmă la a scădea fluxul transmis, $\Phi_{l\lambda}$, din fondul spectrului continuu, $\Phi_{0\lambda}$.

Într-adevăr, să examinăm o linie de absorbție slabă (fig. 13.5a) pentru care $\Phi_{0\lambda}$ este apropiat de $\Phi_{l\lambda}$. În acest caz

$$k_\lambda = \frac{1}{l} \ln \frac{\Phi_{0\lambda}}{\Phi_{l\lambda}} \approx \frac{1}{l} \frac{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = \frac{\alpha_\lambda}{l}.$$

De aici,

$$\frac{dk_\lambda}{k_\lambda} = \frac{d\alpha_\lambda}{\alpha_\lambda}$$

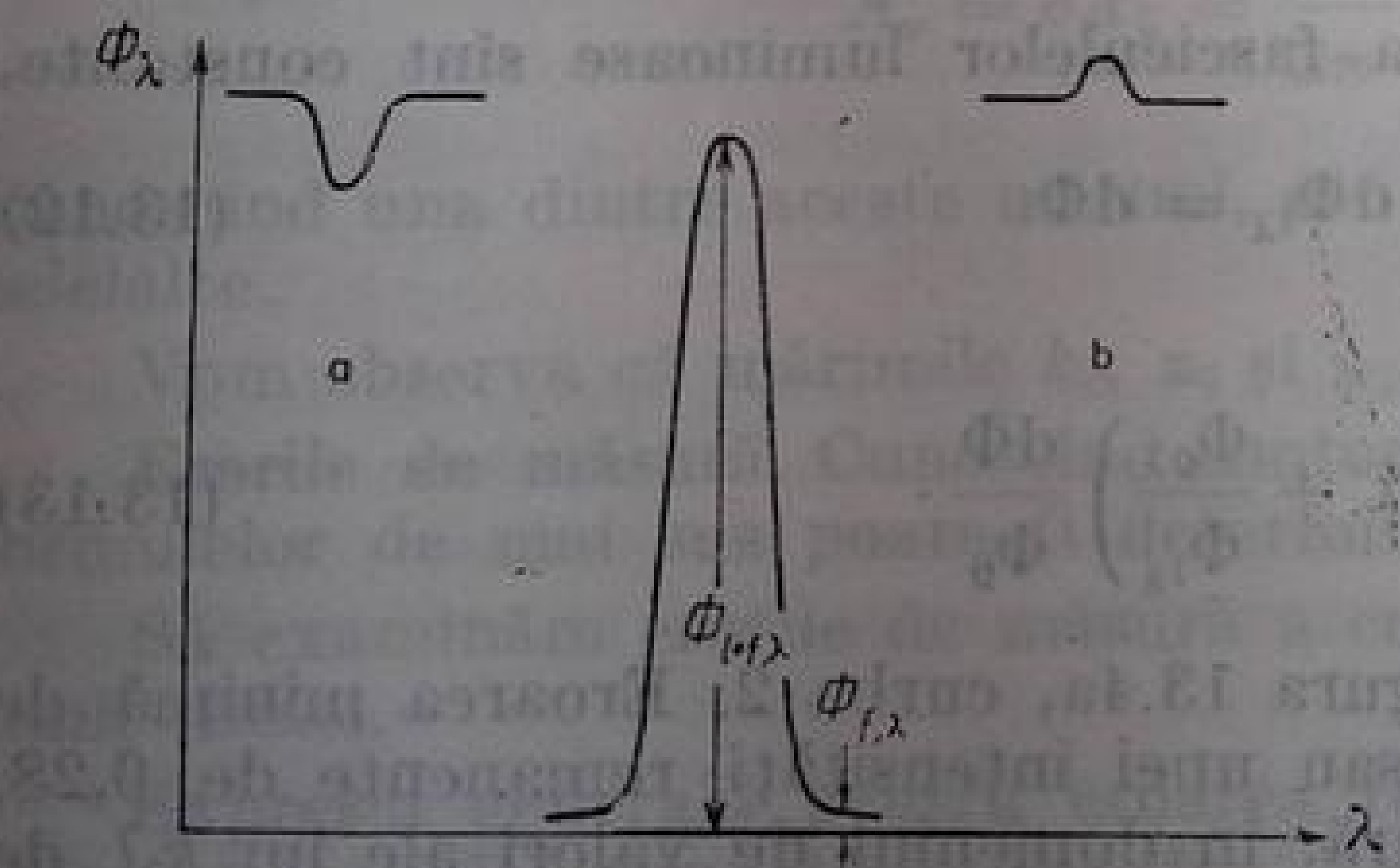


Fig. 13.5. O linie slabă de absorbție (a), o linie de emisie (b) și o linie slabă de emisie pe un fond intens (c).

iar în cazul în care eroarea absolută de măsură a fasciculelor luminoase (13.12) este constantă, atunci conform cu (13.16), avem

$$\frac{dk_\lambda}{k_\lambda} = \frac{\Phi_{0\lambda} + \Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}} \frac{d\Phi}{\Phi_{0\lambda}} \approx \frac{2d\Phi}{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}}. \tag{13.17}$$

Eroarea relativă a rezultatului este de multe ori mai mare decît eroarea de măsură a semnalului, deoarece s-a plecat de la ipoteza că linia este slabă, astfel incît diferența dintre semnale, $\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}$, este mult mai mică decît

suma lor, $\Phi_{0\lambda} + \Phi_{l\lambda}$. În cazul înregistrării unor linii de emisie, se măsoară, de asemenea, diferența dintre semnal și fond (cu cît depășește linia fondul) (fig. 13.5b)

$$\Phi_{\lambda} = \Phi_{l+f.\,\lambda} - \Phi_{f.\,\lambda}. \tag{13.18}$$

Eroarea relativă a acestei mărimi este

$$\frac{d\Phi_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}} = \frac{2d\Phi}{\Phi_{l+f.\,\lambda} - \Phi_{f.\,\lambda}}. \tag{13.19}$$

Însă de data aceasta mărimea $\Phi_{f.\,\lambda}$ este de obicei mică în comparație cu $\Phi_{l+f.\,\lambda}$, astfel încît eroarea calculată după formula (13.19) este relativ mică.

În acele condiții însă în care la înregistrarea unei linii de emisie intensitatea semnalului depășește fondul cu mult mai puțin decît intensitatea fondului (fig. 13.5c), atunci, după cum se vede din compararea relațiilor (13.17) și (13.19), preciziile de măsurare ale absorbției și emisiei devin aproximativ egale.

Condițiile pe care trebuie să le satisfacă puterea de separare. Am stabilit că cu cît este mai mare profunzimea înregistrată a liniei de absorbție, cu atît este mai mică eroarea de măsură a ei și, prin urmare, mai mare sensibilitatea de detectare a liniei. Profunzimea de înregistrare a unei linii se mărește prin îngustarea conturului instrumental al aparatului spectral. În cazul unui contur infinit de îngust, profunzimea de înregistrare a liniei este egală cu cea reală. Să examinăm, de exemplu, o linie de absorbție al cărei contur real este descris de o funcție Gauss

$$\Phi_{l\lambda} = \Phi_{0\lambda}\left[1 - a\exp\left(-\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2\right], \tag{13.20}$$

în care λ este lungimea de undă, considerată de la centrul liniei a — profunzimea centrului liniei, $(1-a)$ — intensitatea remanentă a centrului liniei, iar $\Delta\lambda$ — semilărgimea liniei, micșorată de $2\sqrt{\ln 2} = 1{,}66$ ori. Liniile de absorbție au un asemenea contur, dacă procesul principal de lărgire este efectul Doppler, iar profunzimea liniei nu este prea mare. Fie conturul instrumental al aparatului dat, de asemenea, de o funcție gaussiană

$$\varphi_{\lambda} = \varphi_{\lambda 0}\exp\left[-\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda_i}\right)^2\right], \tag{13.21}$$

$\Delta\lambda_i$ fiind semilărgimea conturului instrumental micșorată de $2\sqrt{\ln 2}$ ori. Condițiile de normare (relația (11), p. 15) pentru funcția (13.21) dau

$$\varphi_{\lambda 0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_i}. \tag{13.22}$$

Conform relațiilor (13.20), (13.21) și (13.22), conturul înregistrat se determină cu ajutorul următorului produs de convoluție

$$\Phi_{l\lambda} = \frac{\Phi_{0\lambda}}{\sqrt{\pi}\,\Delta\lambda_i}\int_{-\infty}^{\infty}\left[1 - a\exp\left(\frac{\lambda'}{\Delta\lambda}\right)^2\right]\exp\left(\frac{\lambda-\lambda'}{\Delta\lambda_i}\right)^2 d\lambda'. \tag{13.23}$$

După integrare, avem

$$\Phi_{l\lambda} = \Phi_{0\lambda}\left[1 - a\frac{\Delta\lambda}{\sqrt{\Delta\lambda_i^2 + \Delta\lambda^2}}\exp\left(-\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_i^2 + \Delta\lambda^2}\right)\right]. \quad (13.24)$$

Din compararea relațiilor (13.20) și (13.24) se vede că conturul liniei de absorbție a rămas gaussian. Lărgimea lui este egală cu $\sqrt{\Delta\lambda_i^2 + \Delta\lambda^2}$, iar profunzimea centrului liniei se micșorează de

$$\beta = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta_{\lambda_i}}{\Delta\lambda}\right)^2} \text{ ori.} \quad (13.25)$$

Fie, de pildă, ca o linie de absorbție să aibă semilărgimea de 10^{-2} Å și profunzimea în centru de 0,5. Dacă puterea de separare a aparatului este 10^4, atunci, pentru domeniul vizibil al spectrului aceasta corespunde unei lărgimi a conturului instrumental de circa 0,5Å. Conturul unei linii de absorbție obținute la un astfel de aparat este determinat de lărgirea instrumentală, iar profunzimea liniei este în total de 1%. Detectarea unei asemenea linii este practic imposibilă, în orice caz precizia măsurării ei este foarte mică. Formele conturului liniei de absorbție și conturului instrumental luate de noi în acest exemplu (din considerente de comoditate și din simplitatea calculării produsului de convoluție) sînt apropiate de cele care se întîlnesc adesea în practică. Rezultatul obținut poate fi aplicat aproximativ și contururilor de alte forme.

Pentru un spectru de linii de emisie, în cazul în care nu există un fond continuu al sursei de emisie, este nevoie de o putere de separare mare a aparatului numai pentru a separa liniile, ea nemaifiind obligatorie în cazul unui spectru sărac în linii. Deosebirea dintre condițiile pe care trebuie să le îndeplinească aparatele spectrale destinate pentru detectarea liniilor de absorbție și liniilor de emisie dispare, așa cum s-a arătat mai sus, dacă strălucirea spectrală a liniei de emisie întrece cu puțin fondul (fig. 13.6). În acest caz și o linie

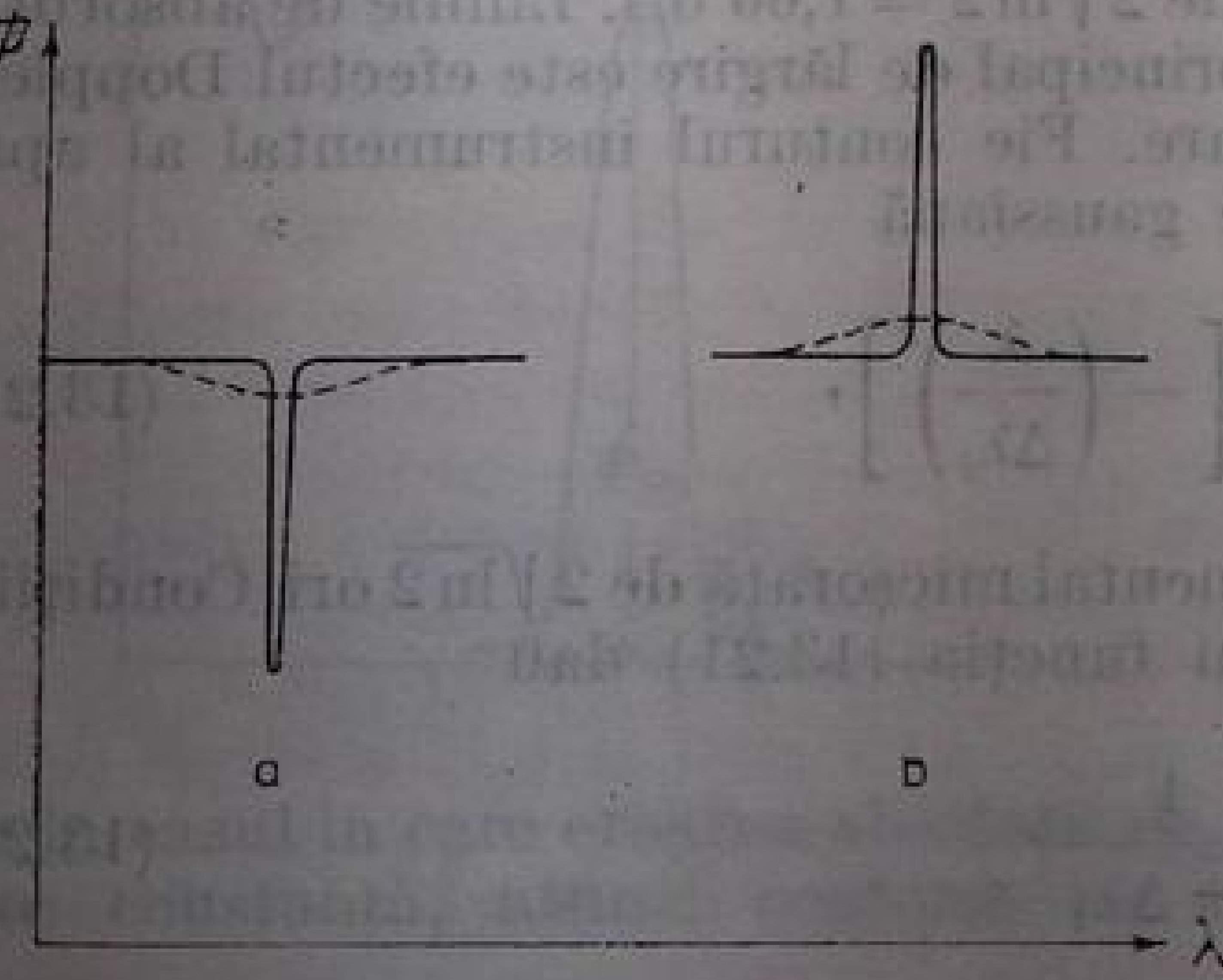


Fig. 13.6. Distorsionarea instrumentală a unei linii de absorbție slabe (a) și a unei linii de emisie slabe, pe fond intens (b).

de emisie, lărgită de aparat, poate deveni invizibilă pe fondul spectrului continuu. Firește, în cazul în care pentru studiul absorbției se folosește o sursă cu spectru de linii, cerințele față de puterea de separare a aparatului vor fi determinate numai de necesitatea rezolvării liniilor sursei.

Folosirea acestui avantaj al absorbției atomice pentru studiul contururilor liniilor de absorbție este indicată în metoda explorării magnetice. Metoda se

bazează pe deplasarea componentelor Zeeman ale unei linii de emisie sau de absorbţie prin variaţia intensităţii cîmpului magnetic.

Ca exemplu vom prezenta studiul liniilor de absorbţie ale metalelor alcalino-pămîntoase în flacăra unui bec Bunsen [13.2].

Drept sursă de lumină s-a folosit un tub cu descărcare de înaltă frecvenţă, umplut cu iodura metalului de studiat, introdus într-un cîmp magnetic longitudinal, cu intensitatea de pînă la 18 000 gauss. Una dintre componentele Zeeman a fost separată cu ajutorul unei plăci sfert de undă şi al unui polarizor. Baleiajul s-a obţinut prin variaţia intensităţii cîmpului magnetic. Modularea fasciculului s-a făcut prin rotirea unui sector de oglindă care trecea alternativ prin şi pe lîngă flacără. Astfel modulat, el era trimis pe fanta unui monocromator de rezoluţie mică, care separa linia de studiat. La ieşirea monocromatorului era aşezat un receptor fotoelectric, un amplificator de curent continuu cu un detector sincron şi un autoinscriptor.

Trebuie subliniat faptul că inventarea laserilor, care dau linii înguste, a căror lungime de undă poate fi modificată fie şi continuu (v. cap. 15), permite efectuarea unui studiu mult mai simplu şi mai comod, al structurii liniilor de absorbţie, decît era posibil aceasta prin metoda explorării magnetice, cel puţin în ultravioletul apropiat şi în vizibil.

Măsurarea caracteristicilor integrale ale liniilor de absorbţie. Să examinăm ceva mai amănunţit particularităţile determinării caracteristicilor integrale ale liniilor de absorbţie : a coeficientului integral de absorbţie şi a lărgimii echivalente a liniei. Coeficientul integral de absorbţie este o caracteristică extrem de importantă a unei linii. El este legat de popularea nivelelor şi de caracteristicile atomice prin relaţia

$$\int_0^\infty k_\nu \, d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_k f_{ki} \left(1 - \frac{g_k}{g_i}\frac{N_i}{N_k}\right), \qquad (13.26)$$

în care f_{ki} este tăria oscilatorului liniei de absorbţie, N_k şi N_i — populările nivelelor inferior şi, respectiv, superior ale tranziţiei corespunzătoare acestei linii de absorbţie, iar g_k şi g_i — ponderile statistice ale nivelelor.

În condiţiile excitării termice, la temperaturi care nu depăşesc cîteva mii de grade, mărimea $\frac{g_k}{g_i}\frac{N_i}{N_k}$, răspunzătoare de „absorbţia negativă", nu depăşeşte o fracţiune de procent, aşa că poate fi neglijată faţă de unitate. În acest caz, relaţia (13.26) capătă forma

$$\int_0^\infty k_\nu \, d\nu = \frac{\pi e^2}{mc} N_k f_{ki} \approx 0{,}026 \, N_k f_{ki}. \qquad (13.26')$$

Prin simplitatea ei, această formulă a atras pe mulţi experimentatori care doreau să obţină informaţii asupra constantelor atomice sau asupra proceselor care se produc într-un strat absorbant.

Din nefericire, măsurători precise ale coeficientului integral de absorbţie pentru linii înguste sînt posibile numai în cazuri excepţionale. Acest fapt se datoreşte următoarelor cauze.

1. Este necesar să se construiască conturul unei linii nedeformate de aparat. De obicei, acest fapt se realizează cu ajutorul unui aparat cu o putere de separare foarte înaltă. În cazul unei linii cu lărgimea de 10^{-2}Å, în regiunea

mijlocie a domeniului vizibil al spectrului, fiind dată condiția $\Delta\lambda = 5\,\Delta\lambda_i$, rezultă $R = 2{,}5\cdot 10^6$. Chiar dacă se dispune de un asemenea aparat unicat, profunzimea liniei în centru va fi mai mică decît cea reală cu aproximativ 2%; v. relația (13.25).

2. În toate punctele conturului intensitatea remanentă nu trebuie să fie prea mare, dar, în același timp, nici nu prea mică, altfel chiar erori mici în măsurători afectează puternic rezultatele, făcîndu-le insuficient de sigure (v. fig. 13.4a).

Măsurarea unor domenii ale conturului care au o intensitate remanentă mai mică decît 0,1 (coeficient de absorbție mai mare ca 2,3), se fac cu o eroare care depășește cu un ordin de mărime eroarea de măsură a fondului. Lucrurile stau și mai rău datorită faptului că domeniile cu intensități remanente mici, pentru care este mare mai ales eroarea de determinare a lui k_ν, dau o contribuție importantă în coeficientul integral de absorbție.

Întinderea aripilor unei linii, pentru care intensitatea remanentă este foarte mare, se măsoară, de asemenea, cu o mare eroare. Contribuția acestor porțiuni în măsurarea unei mărimi este destul de mare și adesea nu se pot evalua.

Datorită acestor cauze, coeficientul integral de absorbție se măsoară de obicei numai pentru linii și benzi largi, lipsite de profunzime (de pildă, liniile de autoionizare, liniile ionilor pămînturilor rare din cristale, din soluții și din sticle, liniile atomice, lărgite de presiunea mare a unui gaz străin). În aceste cazuri măsurarea mărimii $\int k_\nu$ poate fi foarte sigură.

În cazul măsurării lărgimii echivalente a liniilor spectrale de absorbție, condițiile pe care trebuie să le îndeplinească puterea de separare sînt mult mai puțin restrictive. După cum se va arăta mai jos, valoarea măsurată a lui A_λ nu depinde de obicei de conturul instrumental al aparatului spectral. Într-adevăr, fie dată o schemă de măsură (fig. 13.1), cu ajutorul căreia se determină experimental distribuția spectrală a fluxului luminos dat de sursa de spectru continuu. Măsurătorile se fac înainte de a se forma coloana absorbantă din vapori ($\Phi_{0\lambda}$) și după ce s-a produs absorbția de către vaporii introduși în cuvă ($\Phi_{l\lambda}$). Să presupunem că aceste măsurători se efectuează de două ori — prima dată cu un aparat cu o putere de separare infinit de mare (un contur instrumental infinit de îngust) și a doua oară cu un aparat spectral al cărui contur instrumental are o lărgime finită și este dat de funcția $\varphi(\lambda)$. Atunci primul aparat dă distribuția spectrală adevărată a mărimilor $\Phi_{0\lambda}$ și $\Phi_{l\lambda}$, iar cel de al doilea mărimile eronate, $\Phi'_{0\lambda}$ și $\Phi'_{l\lambda}$. Lărgimea echivalentă a liniei, calculată după datele obținute de la primul aparat, va fi

$$A_\lambda = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}}\right) \mathrm{d}\lambda, \tag{13.27}$$

iar de la cel de al doilea

$$A'_\lambda = \int_0^\infty \left[1 - \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda - \lambda')\,\Phi_{l\lambda}(\lambda')\,\mathrm{d}\lambda'}{\int_0^\infty \varphi(\lambda - \lambda')\,\Phi_{0\lambda}(\lambda')\,\mathrm{d}\lambda'}\right] \mathrm{d}\lambda. \tag{13.28}$$

Să presupunem că pe întreaga lărgime a conturului instrumental al liniei strălucirea spectrală a sursei este constantă; atunci se poate scrie

$$\Phi_{0\lambda} = \text{const.} \tag{13.29}$$

Realizarea acestei condiții este suficientă pentru ca distorsiunile instrumentale, introduse de aparat, să nu influențeze valoarea măsurată a lărgimii echivalente a liniei, adică

$$A'_{\lambda} = A_{\lambda}. \tag{13.30}$$

Pentru a demonstra valabilitatea relației (13.30), atunci cînd condiția (13.29) este adevărată, este suficient să fie satisfăcută condiția de normare a funcției instrumentale (11)

$$\int_0^{\infty} \varphi(\lambda)\, d\lambda = 1 \tag{13.31}$$

și teorema conform căreia integrala produsului de convoluție a două funcții este egal cu produsul integralelor acestor funcții

$$\int_0^{\infty}\int_0^{\infty} \varphi(\lambda - \lambda')\, \Phi_{i\lambda}(\lambda')\, d\lambda'\, d\lambda = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda)\, d\lambda \cdot \int_0^{\infty} \Phi_{i\lambda}(\lambda)\, d\lambda. \tag{13.32}$$

Condiția (13.29) nu impune restricții palpabile condițiilor experimentale. Ea nu este satisfăcută numai în cazul în care se folosește, în locul unui spectru continuu, un spectru cu multe linii, nerezolvat (de exemplu, spectrul hidrogenului), sau în cazul suprapunerii unei structuri nerezolvate (de pildă, un arc de cărbune cu benzi de cian) cu spectrul continuu al fondului molecular. În celelalte cazuri de obicei se poate considera că deformația instrumentală a conturului liniei influențează numai redistribuirea energiei absorbite în spectru și nu modifică lărgimea echivalentă a liniei. Firește, cele spuse nu înseamnă că orice deformare a spectrului datorată aparatului nu influențează valorile măsurate ale lărgimii echivalente. Dimpotrivă, unele cauze, cum sînt lumina difuzată, sateliții rețelelor, voalul datorat înregistrării fotografice etc., introduc erori în rezultat și trebuie să fie înlăturate sau să se țină cont de ele.

Pentru măsurarea lărgimii echivalente a liniilor sînt posibile două metode principial diferite. Prima, acceptată tradițional, constă în construirea cu un aparat spectral a conturului dat al profunzimii liniei de absorbție și în integrarea ei.

Varianta fotografică a acestei metode este extrem de anevoioasă și are o precizie mică. Ea conține următoarele operații:

1) fotografierea spectrului și a mărcilor de înnegrire;
2) microfotometrarea spectrului și a mărcilor de înnegrire;
3) trasarea curbei caracteristice;
4) transformarea înnegririlor în iluminări;
5) trasarea conturului liniei în scara iluminărilor;
6) interpolarea spectrului continuu al sursei;
7) calculul profunzimii liniei în diferite puncte ale conturului ei;
8) integrarea grafică sau algebrică a conturului.

În cazul înregistrării fotoelectrice cu baleiaj, primele cinci operații sînt înlocuite de una singură, deoarece se obține direct distribuția spectrală a fluxului luminos care trece prin cuvă. Cu toate acestea, operațiile enumerate necesită un mare consum de muncă pentru fiecare măsurătoare.

S-au propus o serie de simplificări ale metodei. Astfel, în unele lucrări s-a măsurat fotografic concomitent lărgimea echivalentă a mai multor puncte ale liniei. Contururile lor erau determinate mai ales de către aparat, fiind în formă de triunghiuri cu aceleași baze, dar cu înălțimi diferite. Lărgimile echivalente ale unor asemenea linii erau, din această cauză, proporționale cu adîncimea lor centrală. Prin urmare, măsurătorile s-au redus la determinarea intensității remanente în centrul fiecărei linii. Firește, totdeauna o asemenea analiză trebuie să fie precedată de determinarea factorului de transformare, necesar pentru calculul lărgimii echivalente în funcție de adîncimea măsurată a centrului liniei.

Cea de a doua metodă simplificată de determinare a lărgimii echivalente a unei linii, așa-numită ,,metoda fantei largi'' [13.3], nu necesită integrarea contururilor liniilor de absorbție. În acest caz se folosește faptul că mărimea măsurată, A_λ, este 'ndependentă de puterea de separare a aparatului. Operația de integrare a fasciculelor luminoase după conturul liniei se efectuează cu fanta de ieșire a monocromatorului larg deschisă, prin care trece către receptorul fotoelectric un întreg domeniu al spectrului continuu.

Această metodă constă în fond în următoarele. Lărgimea echivalentă a liniei poate fi definită [v. relația (13.6)] astfel

$$A_\lambda = \int_{\lambda_0-\Delta\lambda/2}^{\lambda_0+\Delta\lambda/2} \frac{\Phi_{0\lambda} - \Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}}\, d\lambda, \tag{13.33}$$

$\Delta\lambda$ fiind un interval suficient de larg de lungimi de undă, luat simetric față de centrul liniei, λ_0. Avînd în vedere faptul că strălucirea spectrală a fondului este constantă în limitele acestui interval, avem

$$A_\lambda = \Delta\lambda \left[\frac{\Phi_{0\lambda}\Delta\lambda - \int_{\lambda_0-\Delta\lambda/2}^{\lambda_0+\Delta\lambda/2} \Phi_{l\lambda} d\lambda}{\Phi_{0\lambda}\,\Delta\lambda} \right] = \Delta\lambda\, \frac{I_1 - I_2}{I_1}. \tag{13.34}$$

Trimițînd radiația domeniului spectral $\Delta\lambda$, care iese din monocromator, pe receptorul fotoelectric, înregistrăm, în absența semnalului dat de vaporii absorbanți, semnalul

$$I_1 = \alpha\Phi_{0\lambda}\,\Delta\lambda$$

(α este un factor constant, determinat de parametrii sistemului de înregistrare). Dacă interpunem, acum, în drumul fasciculului de lumină coloana de vapori absorbanți, vom obține semnalul

$$I_2 = \alpha \int_{\lambda_0-\Delta\lambda/2}^{\lambda_0+\Delta\lambda/2} \Phi_{l\lambda}\, d\lambda. \tag{13.35}$$

După cum rezultă din (13.34), cele două citiri, I_1 și I_2, permit determinarea lărgimii echivalente a liniei. Fanta de ieșire a monocromatorului trebuie să fie

suficient de largă, astfel încît să permită trecerea liniei împreună cu aripile sale. Din această cauză, fluxurile luminoase înregistrate sînt mari și deci măsurătorile mai precise decît în metoda baleiajului. Această metodă este deosebit de avantajoasă mai ales atunci cînd se efectuează măsurători repetate ale lărgimii echivalente pentru o aceeași linie. Ea a și fost elaborată tocmai pentru astfel de măsurători.

Ca exemplu, să descriem instalația pentru măsurarea lărgimii echivalente după metoda fantei largi [13.3]. Schema ei este dată în figura 13.7.

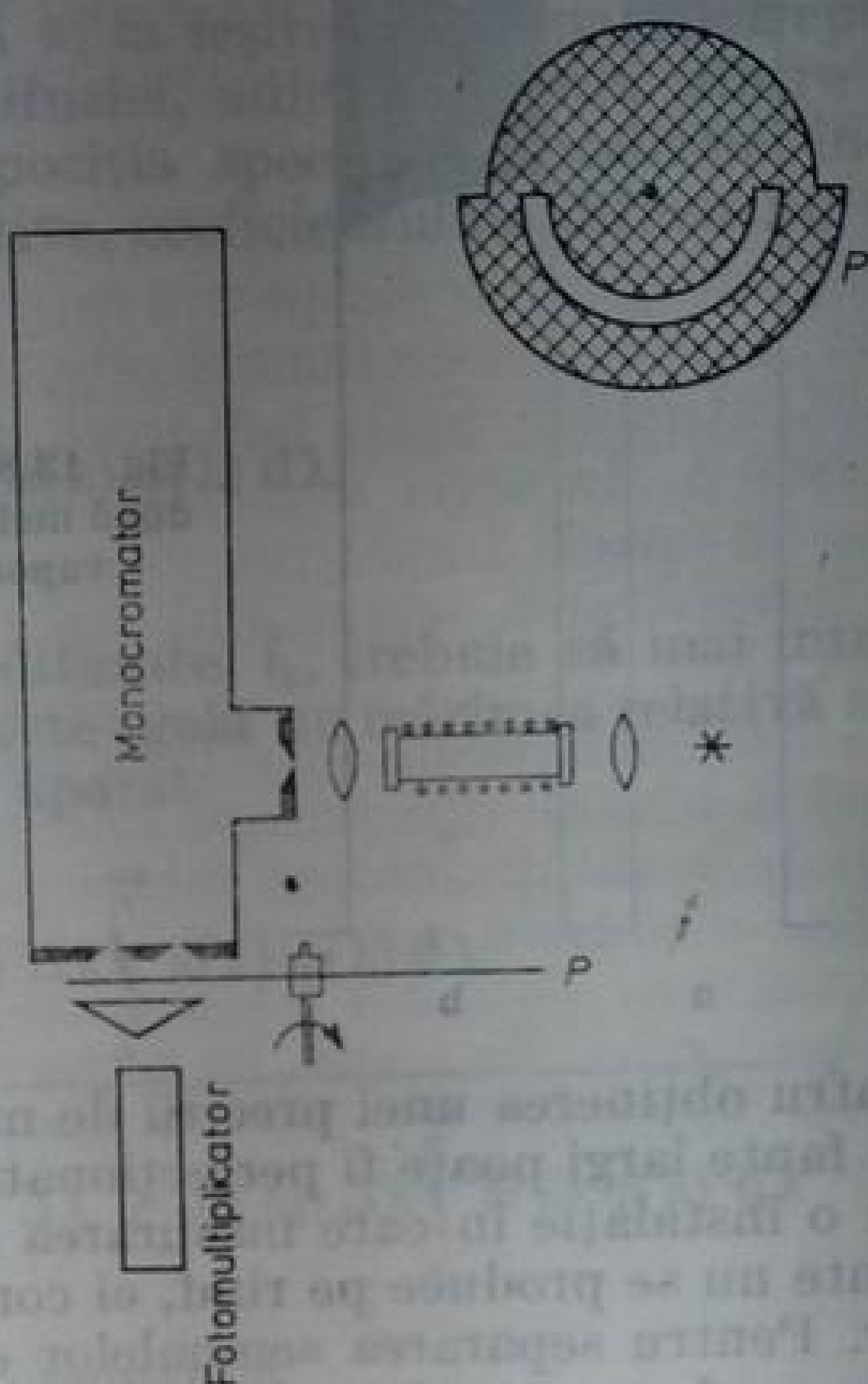


Fig. 13.7. Schema instalației pentru măsurarea lărgimii echivalente a unei linii spectrale după metoda „fantei largi''.

Lumina de la o lampă de proiecție, alimentată de la o baterie de acumulatori, trecînd prin cuva cu vapori, cade pe fanta unui monocromator cu rețea de difracție plană, construit după o schemă Ebert. În planul focal al monocromatorului este fixat un set de fante duble, așezate la o distanță de 10 mm față de spectru. Setul conține zece perechi de fante, care au lărgimile de la 1,5 pînă la 0,1 mm. În funcție de lărgimea liniei de absorbție, se introduce una sau alta dintre perechile de fante. Printr-una dintre fantele perechi trece spre fotocatod domeniul spectral care conține linia de absorbție, înregistrîndu-se fluxul I_2. Prin cea de a doua fantă a perechii, la o distanță în spectru de 10 mm față de linie, se propagă un interval al spectrului continuu de cîțiva zeci de ångströmi și se înregistrează mărimea I_1 (β este un factor prin care se ține cont de selectivitatea sursei de spectru continuu și a fotomultiplicatorului, precum și de inegalitatea dintre lărgimile fantelor). Lumina este lăsată să iasă prin fanta de ieșire, pe rînd, cîte 7 s, cu ajutorul obturatorului P, care este rotit de un motoraș Warren. Secțiunea obturatorului este dată în dreapta figurii. O biprismă de cuarț suprapune fasciculele în același loc pe fotocatodul fotomultiplicatorului ФЭУ–19. Fotocurentul amplificat este înregistrat de un autoinscriptor. În absența coloanei de vapori absorbante, autoinscriptorul înregistrează o curbă în trepte, din care se poate determina mărimea β (fig. 13.8a). Prin încălzirea

cuptorului în care se află cuva cu metalul de studiat, unul dintre semnale se micșorează, iar celălalt, care corespunde fondului, rămîne același (fig. 13.8 b).

Mărimea A_λ se calculează din relația

$$A_\lambda = \Delta\lambda \left(1 - \frac{I_2}{I_1}\right), \tag{13.36}$$

în care $\Delta\lambda$ este lărgimea spectrală a fantei prin care trece linia de absorbție.

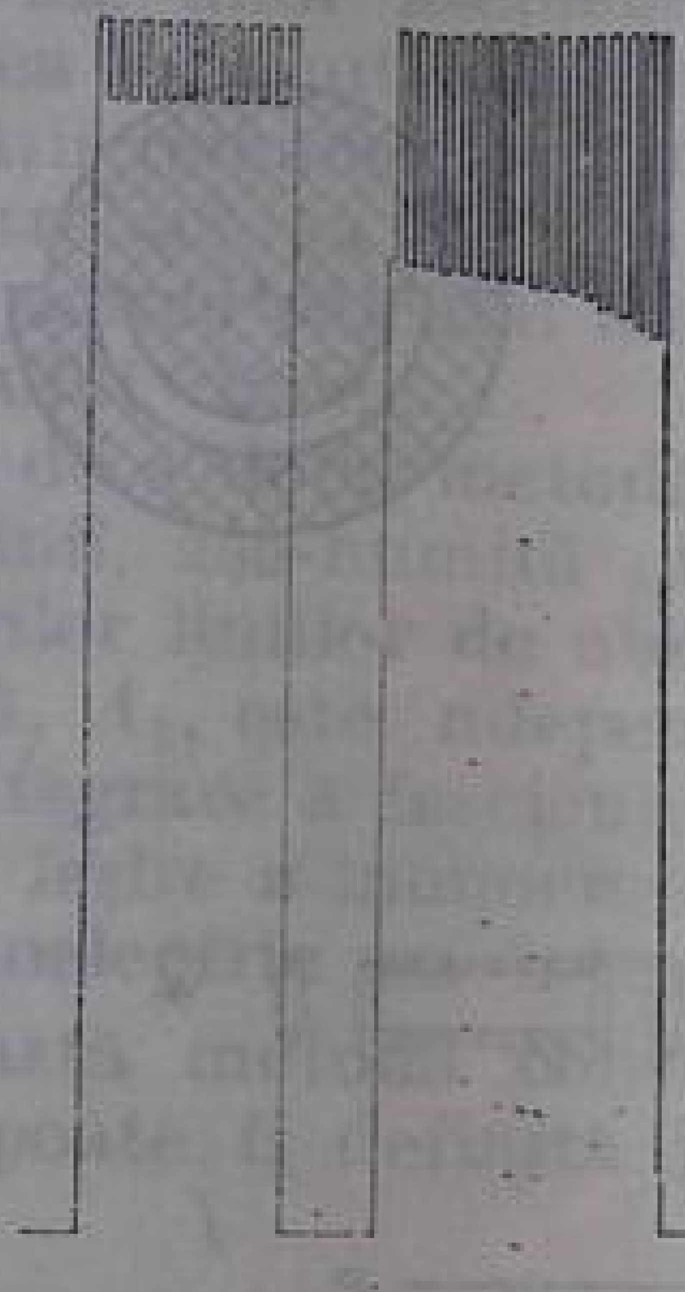


Fig. 13.8. Diagrama înregistrată în cazul măsurării după metoda fantei largi : a — pînă la introducerea vaporilor ; b — cînd cuptorul este încălzit.

Pentru obținerea unei precizii de măsură mai mari, schema de înregistrare cu două fante largi poate fi perfecționată. În particular, putem sconta rezultate bune cu o instalație în care măsurarea fluxurilor luminoase care trec prin cele două fante nu se produce pe rînd, ci concomitent, cu ajutorul unui singur fotoreceptor. Pentru separarea semnalelor este necesar ca cele două fluxuri să fie modulate cu frecvențe diferite.

O schemă electrică nu prea complicată poate face posibilă înregistrarea concomitentă a semnalului I_1 și a diferenței dintre semnale, $I_1 - I_2$. Astfel, semnalul diferență se poate extinde pe întreaga scală a aparatului și precizia de măsură a lui crește substanțial. Schema descrisă de măsurare după metoda fantei largi este numai una dintre cele posibile. În alte cazuri, pentru studiul unui spectru de absorbție cu multe linii poate fi mai comodă metoda explorării spectrului cu o fantă largă.

§ 3. SURSE DE ERORI SISTEMATICE ÎN MĂSURAREA LINIILOR DE ABSORBȚIE

Lumina difuză și caracteristicile ei. Partea cea mai importantă din lumina difuzată în aparat este generată prin reflecțiile și difuzia neselective ale luminii de orice lungime de undă de către piesele optice și de pereții aparatului. Această parte a luminii difuze are de obicei aproximativ aceeași compoziție spectrală ca și fluxul luminos pe care îl lasă să treacă piesele optice ale aparatului. Selectivitatea receptorului și a aparatului fac ca lumina împrăștiată să afecteze în mod diferit determinările, în funcție de lungimea de undă. Această influență poate fi caracterizată cantitativ printr-o mărime pe care s-o numim eficacitate absolută

a luminii difuzate. O vom defini ca acea parte din citirile date de receptor care este datorată acțiunii asupra lui a, luminii împrăștiate

$$i_1(\lambda_0) = \int_0^\infty R(\lambda, \lambda_0)\, \alpha(\lambda)\, \varphi(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda, \tag{13.37}$$

$\alpha(\lambda)$ fiind sensibilitatea spectrală a receptorului, iar $\varphi(\lambda)$ — fluxul spectral care intră în aparat. Dependența $R(\lambda_1 \lambda_0)$ de λ_0 determină topografia distribuției luminii difuzate cu lungimea de undă λ, la ieșirea din aparat. Dependența $R(\lambda, \lambda_0)$ de λ determină selectivitatea difuziei, adică diferența dintre compoziția spectrală a luminii difuzate și compoziția spectrală a radiației incidente.

În cazul examinat, al difuziei neselective, coeficientul de difuzie nu depinde de λ și, de aceea,

$$i_1(\lambda_0) = R(\lambda_0) \int_0^\infty \alpha(\lambda)\, \varphi(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda. \tag{13.38}$$

Pe lîngă eficacitatea absolută a luminii difuzate, i_1, trebuie să mai introducem și noțiunea de eficacitate relativă, i_1'. Ea este egală cu mărimea relativă a semnalului total, datorat luminii difuzate în aparat

$$i_1' = \frac{i_1}{I_{\text{semnal}} + i_1} = \frac{R(\lambda_0)\, \Delta\lambda \int_0^\infty \alpha(\lambda)\, \varphi(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda}{\alpha(\lambda_0)\, \beta(\lambda_0)\, \varphi(\lambda_0)\, \Delta\lambda + R(\lambda_0)\, \Delta\lambda \int_0^\infty \alpha(\lambda)\, \varphi(\lambda)\, \mathrm{d}\lambda}, \tag{13.39}$$

$\beta(\lambda_0)$ fiind coeficientul de transmisie al aparatului.

Eficacitatea relativă a luminii difuzate, i_1' se află în limitele de la 0 la 1. Prin micșorarea lui I_{semnal}, ea tinde la unu. De aceea, la marginile spectrului și în cazul înregistrării unor linii de absorbție adînci, atunci cînd fie transmisia aparatului, fie receptivitatea receptorului, fie strălucirea sursei sînt mici, eficacitatea relativă a luminii difuzate poate fi suficient de apropiată de valoarea sa maximă.

Din relațiile (13.38) și (13.39) rezultă că pentru micșorarea efectului negativ, de denaturare, a luminii împrăștiate, este necesar să se micșoreze coeficientul de difuzie, să se mărească selectivitatea receptorului și a sursei de lumină. Trebuie lucrat în apropierea maximului produsului celor trei funcții, $\beta(\lambda_0)\alpha(\lambda_0)\varphi(\lambda_0)$, adică în domeniul spectral în care semnalul de la sursa de lumină înregistrat de aparat este maxim.

Pentru satisfacerea acestei necesități trebuie făcută o alegere judicioasă a aparatului și să se lucreze cu deosebită grijă cu el. Trebuie, de asemenea, aleasă sursa optimă de spectru continuu pentru problema dată. Uneori trebuie separat, în prealabil, cu ajutorul filtrelor sau al unui monocromator, domeniul spectral de cercetat.

În cazul înregistrării fotografice cu un aparat stigmatic este avantajos, de asemenea, să se micșoreze pe cît posibil înălțimea părții iluminate a fantei. În acest caz se micșorează fluxul ce intră în aparat, și, prin urmare, lumina difuzată, iluminarea spectrului rămînînd însă neschimbată. La fel de importantă

este alegerea cît mai adecvată a receptorului de radiație. De exemplu, în domeniul ultraviolet al spectrului nu este indicat să se folosească plăcile pancromatice sau fotocatodul cu oxid de cesiu — acești receptori fiind sensibili în domeniul vizibil și chiar în infraroșul apropiat. În cazul în care se lucrează în domeniul roșu al spectrului adesea este mai avantajos să se utilizeze un bec de incandescență, decît o lampă cu arc în cripton, la înaltă presiune, aceasta din urmă producînd o cantitate mare de radiații nedorite în ultraviolet și în vizibil.

În cazul în care una dintre mărimile $\alpha(\lambda_0)$, $\beta(\lambda_0)$ sau $\varphi(\lambda_0)$ este egală cu zero, eficacitatea relativă a luminii difuzate este $i_1' = 1$, adică semnalul înregistrat se datorează complet luminii difuzate. Aceasta se poate folosi pentru evaluarea mărimii i_1.

Fixînd aparatul spectral în domeniul spectral în care strălucirea sursei este egală cu zero sau receptorul este evident nesensibil, se poate determina i_1. De pildă, dacă sursa de lumină este un bec cu filament de wolfram, iar balonul din sticlă, atunci se poate măsura i_1, reglînd aparatul spectral pentru domeniul 2500—2800 Å. În acest domeniu filamentul de wolfram emite slab, iar sticla este practic opacă. Împărțind citirea obținută (valoarea deviației date de aparat) la înregistrarea semnalului util (numitorul din formula (13.39)), obținem mărimea i_1'.

Această metodă nu este prea riguroasă, deoarece presupune o distribuție uniformă a luminii difuzate pe întreaga suprafață focală a aparatului, ceea ce corespunde realității numai într-o primă aproximație. În cazul înregistrării fotografice evaluarea mărimilor i_1 sau i_1' se poate efectua analog, de exemplu, după înnegrirea obținută pe o placă fotografică nesensibilizată în domeniul roșu al spectrului. Se poate, de asemenea, obtura partea centrală a fantei cu o diafragmă Hartmann (fi. 13.9) și determina apoi înnegrirea benzii luminoase care traversează spectrul.

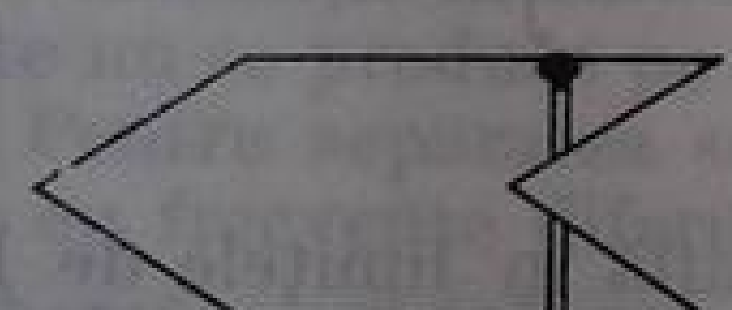


Fig. 13.9. Poziția diafragmei Hartmann pentru determinarea eficacității luminii difuzate.

La transformarea înnegririi create de lumina difuzată de o compoziție spectrală complexă, în iluminare, se folosește de obicei o curbă caracteristică construită pentru o lumină monocromatică. Aici pot fi comise erori importante în determinarea lui i_1, mai ales în cazul măsurătorilor îndepărtate de domeniul spectral în care sursa respectivă dă înnegrirea maximă.

Corecții pentru difuzia neselectivă. Vom analiza acum influența difuziei neselective a luminii dintr-un aparat, asupra măsurării caracteristicilor unei linii de absorbție și procedeele de evaluare a acestei influențe.

Difuzia luminii este un proces care determină o redistribuire a luminii în aparatul spectral. O parte din fluxul spectral nu mai ajunge în locul ce-i este destinat, conform lungimii sale de undă, la ieșirea din aparatul spectral. Această pierdere din fluxul spectral ar putea fi pur și simplu neglijată, deoarece ea nu provoacă decît o diminuare redusă a luminozității aparatului, neafectînd deci măsurarea absorbției. Însă cel mai neplăcut aspect al difuziei luminii într-un aparat îl constituie faptul că fluxului de lungime de undă λ i se adaugă fluxul de lumină difuzată de aparat, care are o compoziție spectrală complexă, ce nu mai este absorbit în linia studiată și, datorită acestui fapt, denaturează măsurătoarea.

În conformitate cu cele arătate, pentru a ține seama de difuzie, este necesar ca din fiecare semnal înregistrat să se scadă eficacitatea absolută a difuziei i_1 (fig. 13.10). Valorile corectate ale caracteristicilor liniilor de absorbție pot fi calculate folosind următoarele expresii pentru:

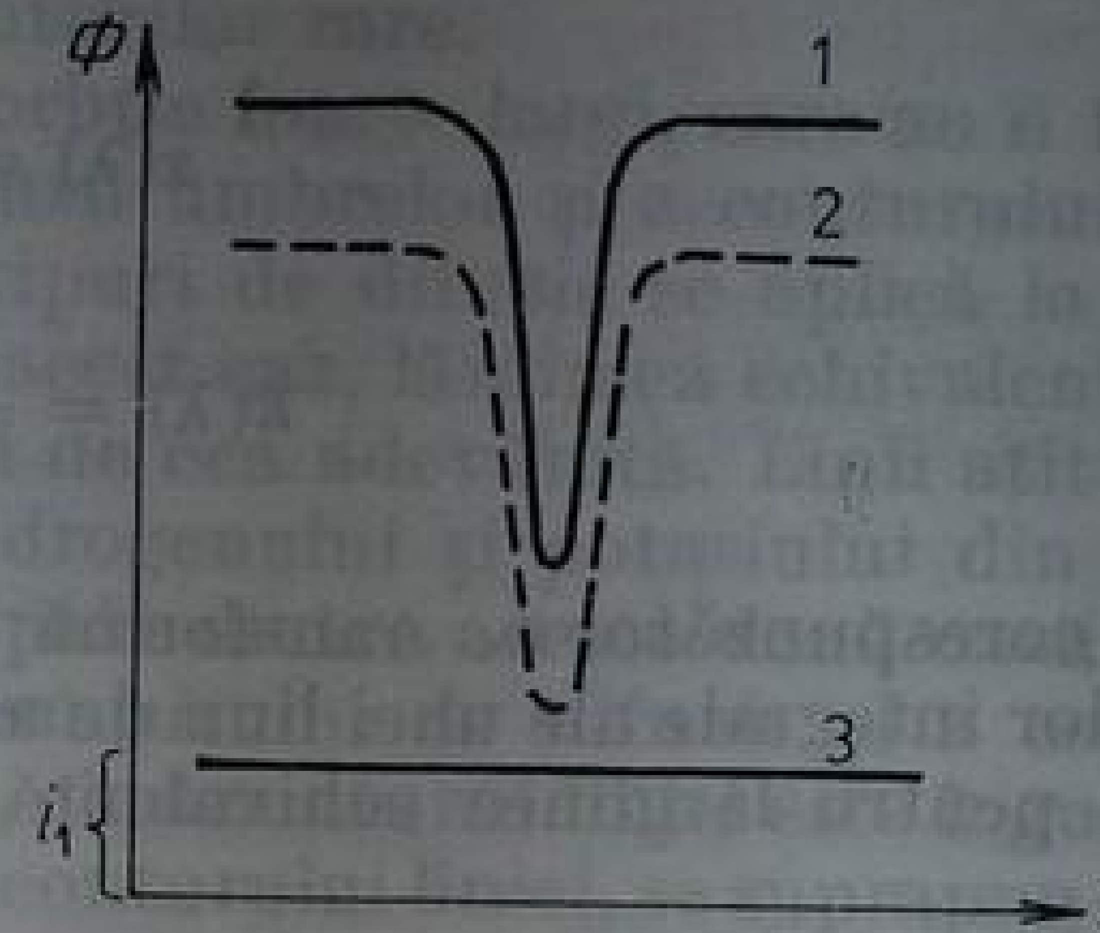


Fig. 13.10. Aplicarea corecțiilor de difuzie a luminii: 1 — conturul înregistrat; 2 — conturul corectat; 3 — eficacitatea absolută a difuziei.

1) intensitatea remanentă

$$\gamma(\lambda) = \frac{\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = \frac{I_l - i_1}{I_0 - i_1}\,; \tag{13.40}$$

2) profunzimea liniei

$$\alpha(\lambda) = 1 - \frac{\Phi_{l\lambda}}{\Phi_{0\lambda}} = \frac{I_0 - I_l}{I_0 - i_1}\,; \tag{13.41}$$

3) coeficientul de absorbție

$$k(\lambda) = \frac{1}{l}\ln\frac{\Phi_{0\lambda}}{\Phi_{l\lambda}} = \frac{1}{l}\ln\frac{I_0 - i_1}{I_l - i_1}. \tag{13.42}$$

Analog se pot deduce corecțiile pentru calculul coeficientului integral de absorbție și al lărgimii echivalente a liniei.

În practică, pentru determinarea lui i_1, încă înainte de a introduce vaporii absorbanți, se măsoară pentru toate lungimile de undă cercetate eficacitatea relativă a luminii difuzate, i_1'. Ea nu este practic afectată deloc de faptul că fluxul de lumină ce intră în aparat suferă variații care nu perturbă însă esențial distribuțiile spectrale inițiale (de exemplul variațiile provocate de modificarea lărgimii fantei de intrare). În cazul apariției unei linii de absorbție, valoarea lui i_1' crește rapid datorită micșorării semnalului înregistrat (primul termen din numitorul relației (13.39*)). Însă pentru continuul neperturbat, adiacent cu conturul liniei, eficacitatea relativă a luminii difuzate, i_1', rămîne neschimbată. Acest fapt permite determinarea mărimii i_1, din semnalul corespunzător continuului neperturbat.

$$i_1 = i_1' I_0. \tag{13.43}$$

În acest fel, se ține cont de variația cantității de lumină difuzată, în cazul variației fluxului luminos care intră în aparat.

---

* În acest caz se micșorează puțin totodată și numărătorul cît și cel de al doilea termen de la numitor, întrucît formarea liniilor de absorbție micșorează de fapt fluxul luminos ce intră în aparat. Însă această micșorare este de obicei atît de neînsemnată, încît poate fi neglijată.

Prin transformarea relațiilor (13.40) — (13.42), obținem

$$\gamma(\lambda) = \frac{I_l/I_0 - i_1'}{1 - i_1'} = \frac{\gamma_{var} - i_1'}{1 - i_1'}, \tag{13.44}$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{\alpha_{var}}{1 - i_1'}, \tag{13.45}$$

$$k(\lambda) = \frac{1}{l} \ln \frac{1 - i_1'}{\gamma_{var} - i_1'}. \tag{13.46}$$

În mod corespunzător se transformă expresiile pentru calculul corecțiilor caracteristicilor integrale ale unei linii de absorbție. Deosebit de simplu se introduce corecția pentru lărgimea echivalentă a liniei,

$$A_\lambda = \frac{A_{\lambda\, var}}{1 - i_1'} \tag{13.47}$$

Difuzia monocromatică. Pe lîngă difuzia neselectivă a luminii dintr-un aparat, o mare importanță o are și difuzia monocromatică. Această parte din lumina difuzată este distribuită neuniform în spectru. Ea se concentrează în apropierea fluxului nedifuzat de aceeași lungime de undă, formînd aripi întinse ale conturului instrumental al aparatului.

Difuzia monocromatică se produce mai ales după descompunerea spectrală a fluxului, adică în partea camerei obscure, la ieșirea din elementul dispersiv și în însuși elementul dispersiv. Lumina se difuzează pe suprafețele prismelor pe care este depus praf și pe neomogenitățile prismelor, obiectivelor, pe moleculele gazului din aparatul spectral și pe particulele de praf care plutesc în el. Forma aripilor conturului instrumental este dată de indicatricea rezultantă a tuturor acestor forme de difuzie. Defectele neregulate ale trăsăturilor rețelei de difracție provoacă, de asemenea, apariția unor aripi întinse ale conturului instrumental. Particularitățile trăsăturilor care se repetă cu regularitate determină apariția unei structuri de linii în apropierea maximului liniei de cercetat (umbrele Rowland fiind considerate ca o difuzie monocromatică sui-generis a luminii de către aparat).

În figura 2.19 este dată fotografia obținută cu aparatul de serie ДФС—8 a spectrului laserului cu He—Ne, care conține o singură linie de 6328 Å. Linia propriu-zisă este evident supraexpusă, pentru ca să fie vizibile aripile conturului instrumental, datorate atît difuziei, cît și umbrelor. Dacă conturul liniei de absorbție este mult mai îngust decît conturul difuziei monocromatice, atunci efectul acestuia din urmă este evaluat exact după același procedeu ca și în cazul împrăștierii neselective, așa cum a fost expus. În asemenea cazuri este greu de făcut vreo distincție între influențele diferitelor feluri de difuzie; din această cauză se determină de obicei eficacitatea totală absolută și eficacitatea totală relativă a difuziei. Pentru această determinare este recomandabil studiul unor linii de absorbție înguste, în al căror centru intensitatea remanentă reală este evident apropiată de zero. În acest caz citirea aparatului pus la punct pe centrul liniei va fi egală cu eficacitatea absolută globală a tuturor tipurilor de difuzie, inclusiv a umbrelor rețelei.

Această măsurătoare este indicat să se facă chiar pentru liniile de absorbție care vor fi analizate. Într-o serie de cazuri acest lucru este imposibil, în parti-

cular, atunci cînd nu se reușește să se obțină o grosime optică mare în centrul liniei sau în cazul analizei spectrelor de absorbție Fraunhofer ale corpurilor cerești. În aceste cazuri se iau cuve speciale cu vapori ai metalelor ușor volatile, care dau linii de absorbție apropiate de cele de analizat. Uneori, pot fi folosite pentru aceasta soluții de săruri ale pămînturilor rare.

Atunci cînd se analizează linii de absorbție foarte largi, care au o întindere spectrală comparabilă cu lărgimea structurii umbrelor și a conturului difuziei monocromatice, corecțiile pentru aceste tipuri de difuzie se aplică la fel ca și corecțiile de distorsiuni instrumentale. În acest caz, lărgimea echivalentă măsurată a liniei de absorbție nu se va deosebi de cea adevărată. Linii atît de largi se studiază rar, excepție făcînd liniile hidrogenului și potasiului din spectrul Fraunhofer al Soarelui. Deosebirea principală dintre aceste două cazuri limită în ce privește raportul dintre lărgimea conturului de difuzie și a conturului liniei constă în următoarele. În primul caz, cînd conturul liniei este îngust, peste fluxul luminos, rămas neabsorbit în cadrul conturului liniei, se suprapun umbrele și lumina difuzată de la continuumul neperturbat, pe cînd în al doilea caz, partea centrală este puțin distorsionată, deoarece umbrele și lumina împrăștiată de la continuumul neperturbat „nu ajung" pînă la ea.

Evaluarea aripilor unei linii. În cadrul determinării caracteristicilor integrale ale unei linii de absorbție, și în special al lărgimii echivalente, o eroare foarte periculoasă o constituie integrarea conturului într-un interval spectral insuficient de mare. Aceasta are drept consecință nu numai o subevaluare a ariei conturului respectiv, ci dă și o valoare diminuată a intensității spectrului continuu. În locul valorii corecte, $A_\lambda = \Delta S/\Phi_{0\lambda}$ (fig. 13.11,), se obține mărimea $A'_\lambda = \Delta S'/\Phi'_{0\lambda}$.

Calculul corecțiilor ce trebuie aplicate mărimii măsurate, A'_λ, pentru a se obține valoarea corectă, poate fi efectuat pentru contururi de orice formă.

În lucrarea [13.3] calculul corecției s-a efectuat pentru cazul curbei de dispersie. În acest caz corecțiile sînt deosebit de mari, deoarece aripile unui contur de dispersie au o întindere mare.

Mărimea corecției depinde de procedeul de măsurare a lărgimii echivalente și de conturul instrumental al aparatului înregistrator.

Distingem trei procedee de înregistrare : 1) fotografiere cu fotometrarea ulterioară a liniei cu ajutorul unui microfotometru cu fantă îngustă ; 2) baleiajul fotoelectric al conturului ; 3) metoda „fantei largi". Vom considera că

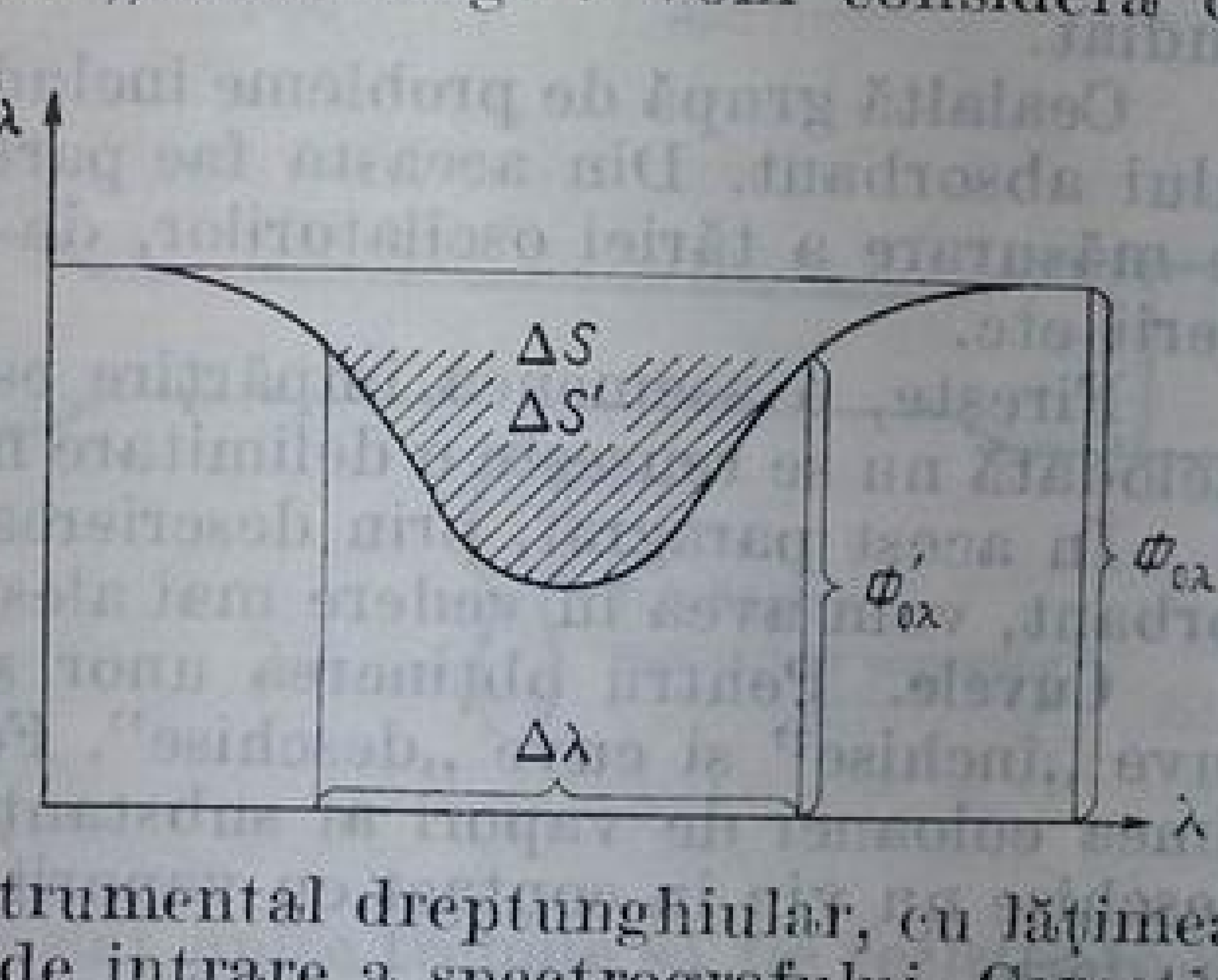


Fig. 13.11. Calculul aripilor unei linii : $\Delta\lambda$ — domeniul de fotometrare ; ΔS și $\Delta S'$ — suprafața reală și suprafața înregistrată a conturului ; $\Phi_{0\lambda}$ și $\Phi'_{0\lambda}$ — nivelul real și nivelul înregistrat al fondului continuu.

pentru cazul 1) corespunde un contur instrumental dreptunghiular, cu lățimea egală cu lărgimea spectrală, $\delta\lambda$, a fantei de intrare a spectrografului. Corecția pentru lărgimea echivalentei măsurată, A'_λ, se calculează cu ajutorul formulei

$$\frac{A_\lambda - A'_\lambda}{A_\lambda} = \frac{2}{\pi k}\left[1 + 2{,}7\, l^2 + 9{,}6\, l^2 - \frac{1}{2k}(1 + 4l^2) + \frac{1}{\pi k^2}\right], \quad (13.48)$$

în care $k = \Delta\lambda / A_\lambda$, iar $l = \delta\lambda / \Delta\lambda$. În cazul baleiajului fotoelectric, cînd lărgimile spectrale ale fantelor monocromatorului sînt egale, conturul instrumental este un triunghi avînd baza $\delta\lambda$, egală cu dublul lărgimii spectrale a fantei.

În acest caz, formula pentru calculul corecției este

$$\frac{A_\lambda - A'_\lambda}{A_\lambda} = \frac{2}{\pi k}\left[1 + 5{,}3\, l^2 + 51\, l^4 - 590\, l^4 - \frac{1}{2k}(1 + 8l^2) + \frac{1}{\pi k^2}\right]\cdot \quad (13.49)$$

Cînd se folosește metoda ,,fantei largi'', formula de evaluare a efectului aripilor liniilor are forma

$$\frac{A_\lambda - A'_\lambda}{A_\lambda} = \frac{1}{\pi k}\left[1 - \frac{1}{6\pi k^2} + \frac{4}{3} l^2 + 3{,}2\, l^4\right]\cdot \quad (13.50)$$

În cazul unor evaluări aproximative ale influenței aripilor, mărimile care se află în parantezele pătrate din relațiile (13.48), (13.49) și (13.50) pot fi considerate egale cu unitatea.

§ 4. METODE DE OBȚINERE A UNUI STRAT ABSORBANT

Problemele care se rezolvă cu ajutorul spectroscopiei atomice de absorbție pot fi împărțite în două grupe. Prima grupă conține studiul unor obiecte date în scopul analizei proprietăților lor, a compoziției lor sau a proceselor care se petrec în ele. În această grupă stratul absorbant este dat, iar scopul studiului constă în obținerea și interpretarea spectrului lui de absorbție. Din această grupă fac parte studiile de absorbție a plasmei, a undelor de soc, a proceselor de ardere, a detonației, a exploziei, studiul spectrelor de absorbție ale stelelor și atmosferei planetelor.

Abordînd acest gen de cercetări, spectroscopistul trebuie doar să adapteze obiectul studiat și procedeele de înregistrare a acestuia la aspectele specifice ale problemei și totodată să nu altereze particularitățile esențiale ale fenomenului studiat. De exemplu, trebuie să aibă grijă ca mersul razelor de lumină prin obiectul absorbant să fie cel cerut, ca ferestrele să fie transparente în domeniul ales al spectrului și stabile la acțiunile chimice și termice ale fenomenului studiat.

Cealaltă grupă de probleme include nu numai studiul, ci și prepararea stratului absorbant. Din aceasta fac parte cercetările: de analiză prin absorbție, de măsurare a tăriei oscilatorilor, de studiu ale vaporării, al ionizării, al disocierii etc.

Firește, o asemenea împărțire este convențională într-o mare măsură și niciodată nu se reușește o delimitare netă între aceste două cazuri.

În acest paragraf, prin descrierea metodelor de obținere a unui strat absorbant, vom avea în vedere mai ales cea de a doua grupă de probleme.

Cuvele. Pentru obținerea unor spectre atomice de absorbție se folosesc cuve ,,închise'' și cuve ,,deschise''. Ferestrele cuvelor închise delimitează grosimea coloanei de vapori ai substanței de cercetat, pe cînd ferestrele cuvelor deschise nu vin în contact cu vaporii, ci evită doar contactul lor cu aerul atmosferic.

La cuvele deschise se încălzește numai partea de la mijlocul lor acolo unde se află substanța care se evaporă. Vaporii se condensează pe marginile reci ale cuvei. Confecționarea cuvelor deschise este relativ simplă, deoarece ferestrele ei se află de obicei la temperatura camerei, încît pot fi lipite de tub cu orice chit

care nu trebuie să fie termorezistent. Tubul cuvei se confecţionează dintr-un material care să reziste bine la temperaturile de lucru : metal, ceramică, alundum, grafit etc. Din această cauză, cuvele deschise pot fi folosite numai pînă la temperaturi de circa 3000 K. Aceasta este destul de mare pentru a se obţine o coloană de vapori cu grosimea optică dorită, practic, pentru toate metalele greu fuzibile cît şi pentru studiul liniilor de absorbţie, care încep să apară pe nivele ce se află la 2—3 eV de nivelul normal. Atunci cînd se lucrează cu cuve deschise, coloana de vapori care se formează nu este omogenă şi, de regulă, nu se poate spune nimic nici despre elasticitatea coloanei de vapori studiate şi nici despre lungimea ei. Din această cauză, astfel de cuve se folosesc dacă cunoaşterea acestor mărimi nu este obligatorie, de pildă, la măsurarea raportului dintre tăriile oscilatorilor unor linii care începe de la un acelaşi nivel comun, în cazul măsurării lungimilor de undă sau a structurii liniei de absorbţie date.

Pentru evitarea condensării vaporilor substanţei de studiat pe ferestrele cuvei deschise, ea se umple de obicei cu un gaz inert. Dacă presiunea acestui gaz este relativ mare (mai mare ca 10 mm Hg), iar în apropierea ferestrelor se produce un gradient de temperatură însemnat, atunci se obţine o coloană de vapori suficient de omogenă, elasticitatea coloanei de vapori fiind apropiată de elasticitatea vaporilor saturanţi, la temperatura părţii mijlocii a cuvei. În figura 13.12 a este reprezentată o cuvă pentru studiul spectrelor de absorbţie şi de fluorescenţă a vaporilor metalelor alcaline. Particularitatea ei constă în scurgerea continuă a metalului care se condensează în partea fierbinte. Aceasta îi oferă o folosire îndelungată fără a fi nevoie de completarea rezervei de metal.

În cuvele închise se formează o coloană de vapori saturaţi cu o lungime strict delimitată şi perfect omogenă ca densitate. Întreaga cuvă, inclusiv ferestrele, se află într-un spaţiu izotermic. Din această cauză, atît ferestrele cît şi,

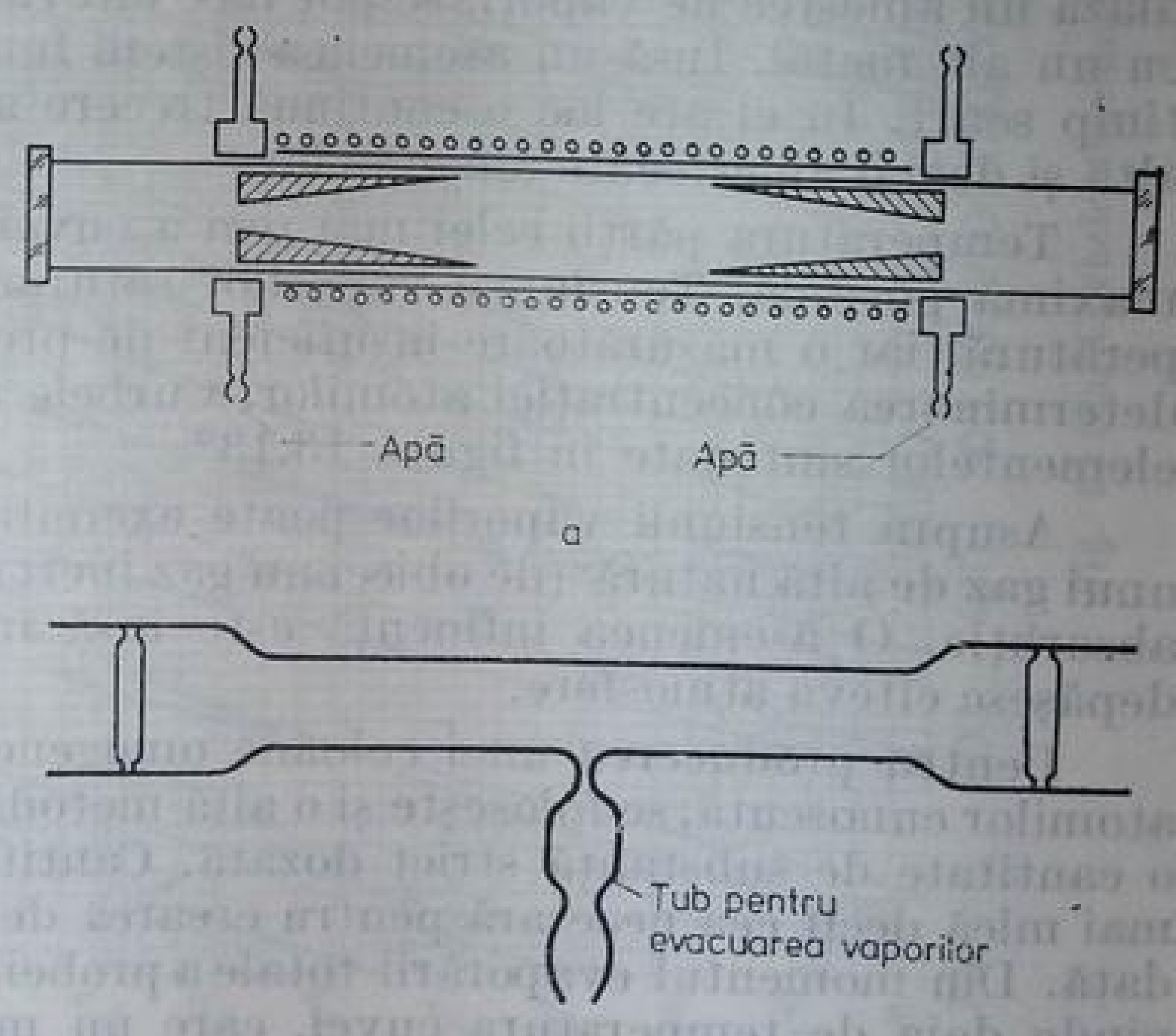


Fig. 13.12. Cuva ,,deschisă'' pentru studiul spectrelor de absorbţie ale metalelor alcaline (a) şi o cuvă ,,închisă'', din cuarţ b).

ceea ce este mai important, tubul cu care sînt unite trebuie să fie rezistente la temperatura de lucru şi la acţiunea chimică a vaporilor. Cuvele de acest tip se confecţionează de obicei din sticlă sau din cuarţ optic topit (fig. 13.12b).

Cînd lipirea ferestrelor se face cu mare acurateţe folosind o flacără fină de hidrogen se reuşeşte menţinerea transparenţei şi a plan-paralelismului lor.

În funcție de tipul de sticlă cuvele din sticlă închise se pot folosi pînă la temperaturi de 300 — 400 °C.

Cuvele din cuarț închise pot fi folosite pînă la 1200—1220 °C. La temperaturi mai mari cuarțul se înmoaie, astfel că o cuvă vidată se poate aplatiza sub acțiunea presiunii atmosferice. Dacă nu există o diferență de presiuni sau aceasta este foarte mică, atunci forma cuvei se menține pînă la 1300—1400 °C. Din păcate, cuarțul încălzit reacționează activ cu vaporii multor metale (litiu, magneziu, calciu, stronțiu, bariu ș.a.). Ca urmare, ferestrele cuvei se opacizează foarte repede.

Unele metale interacționează cu cuarțul în fază lichidă. Așa, de pildă, o picătură de cupru lichid topește în cîteva minute și trece deja printr-un perete de doi milimetri al unei cuve de cuarț, pe cînd vaporii saturați de cupru nu deteriorează ferestrele pînă la inclusiv 1200 °C. În aceste cazuri, metalul care trebuie evaporat se pune într-un creuzet din material inert.

Dacă cuva se folosește la temperaturi scăzute, ea poate fi confecționată din sorturi de sticlă care au o stabilitate chimică suficient de mare. Există sticle destul de stabile la vaporii metalelor alcaline. Din ele se fac lămpile cu sodiu, de exemplu. Uneori se pot folosi cuve cu ferestre lipite cu un chit potrivit — de exemplu, ferestre de safir sau din oxid de magneziu cristalin.

Pentru a preveni condensarea vaporilor pe ferestrele cuvelor închise, este necesar ca ele să fie supraîncălzite (chiar și numai cu 0,1 grade) față de partea din mijloc a cuvei. În acest caz presiunea vaporilor este determinată de partea mijlocie, cea mai rece, a cuvei. Este important să se mențină acest gradient, mai ales în timpul răcirii cuvei, după terminarea experienței.

Uneori cuvele se fac cu o ramificație, care se află într-un cuptor special. Tensiunea vaporilor este dată de temperatura acestei ramificații. Dacă se studiază un amestec de vapori, se pot face cîteva ramificații, umplînd-o pe fiecare cu un alt metal. Însă un asemenea sistem funcționează satisfăcător numai un timp scurt. În el are loc o continuă trecere a vaporilor dintr-o ramificație în alta și deci o amestecare a metalelor.

Temperatura părții celei mai reci a cuvei trebuie determinată cu precizia maximă posibilă. Tensiunea vaporilor saturanți depinde exponențial de temperatură, iar o măsurătoare insuficient de precisă poate produce erori mari în determinarea concentrației atomilor. Curbele tensiunilor vaporilor saturanți ale elementelor sînt date în figura 13.13*.

Asupra tensiunii vaporilor poate exercita o anumită influență presiunea unui gaz de altă natură (de obicei un gaz inert), cu care se umple uneori cuva de absorbție. O asemenea influență este însă importantă numai la presiuni ce depășesc cîteva atmosfere.

Pentru producerea unei coloane omogene de vapori, cu o concentrație a atomilor cunoscută, se folosește și o altă metodă. Într-o cuvă închisă se introduce o cantitate de substanță strict dozată. Cantitatea de substanță trebuie să fie mai mică decît cea necesară pentru crearea de vapori saturanți la temperatura dată. Din momentul evaporării totale a probei, concentrația atomilor nu mai depinde deja de temperatura cuvei, care nu mai este necesar să fie măsurată precis. Acest procedeu se aplică numai în cazurile în care absorbția metalului pereților cuvei și interacțiunea chimică cu ei nu micșorează cantitatea totală de atomi care se află în fază gazoasă.

---

* Curbele se referă la substanțele pure. Trebuie avut în vedere că, chiar în cantități mici, impuritățile pot influența substanțial tensiunea vaporilor. Σ sînt curbele presiunilor rezultate ale vaporilor atît moleculari, cît și atomici.

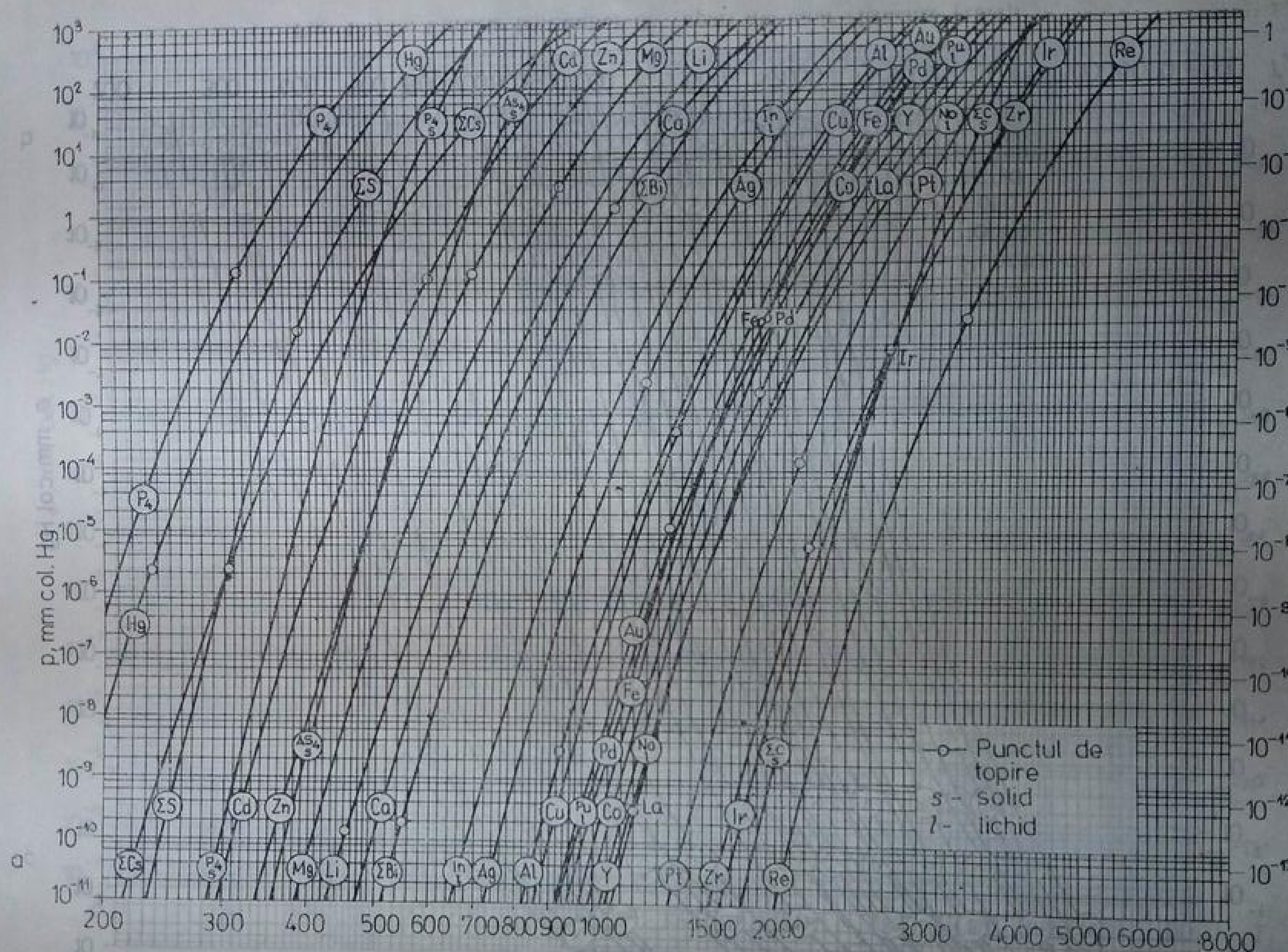


Fig. 13.13a. Curbele tensiunilor de vapori ale unor elemente [13.4].

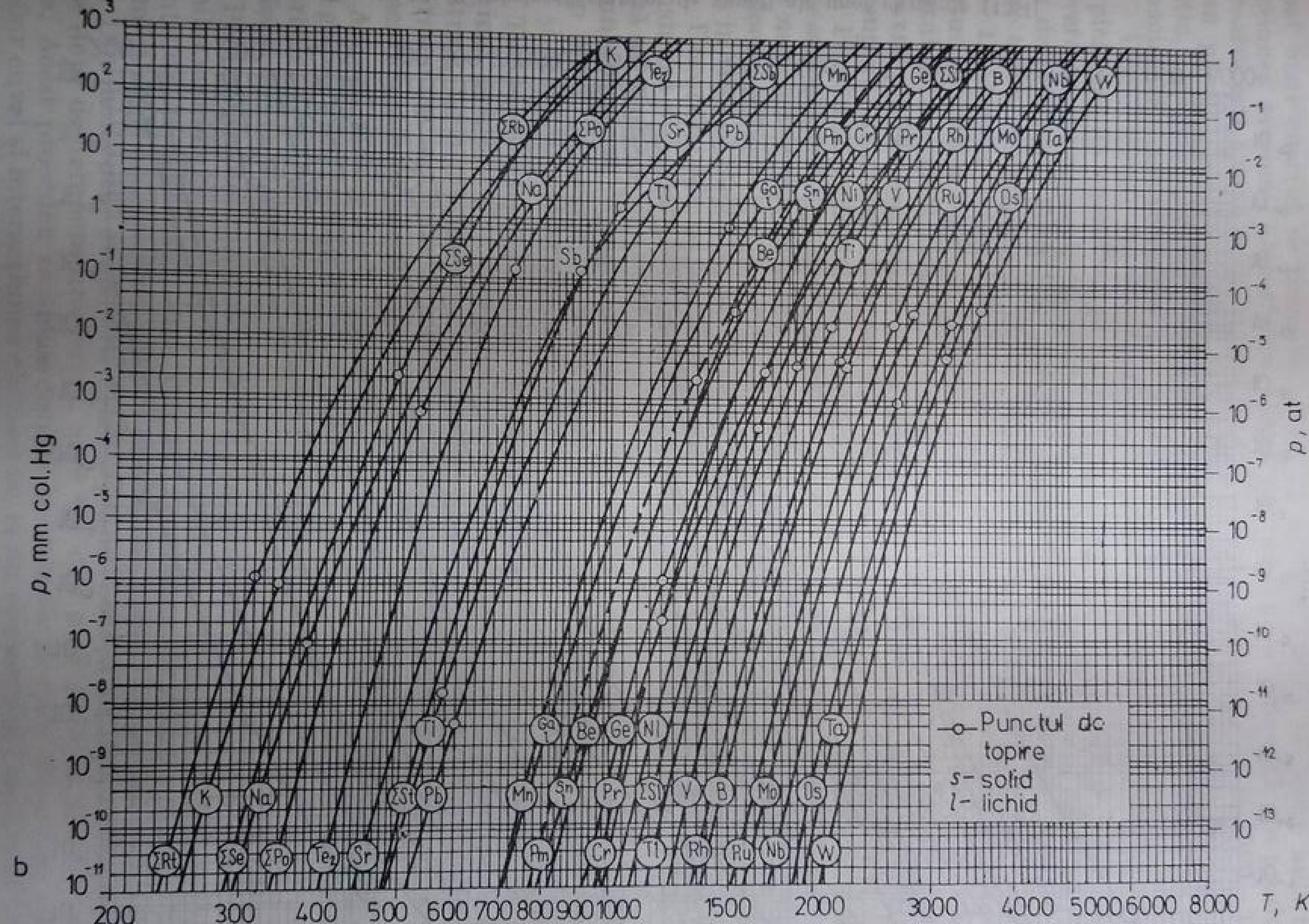


Fig. 13.13b. Curbele tensiunilor de vapori ale unor elemente [13.4].

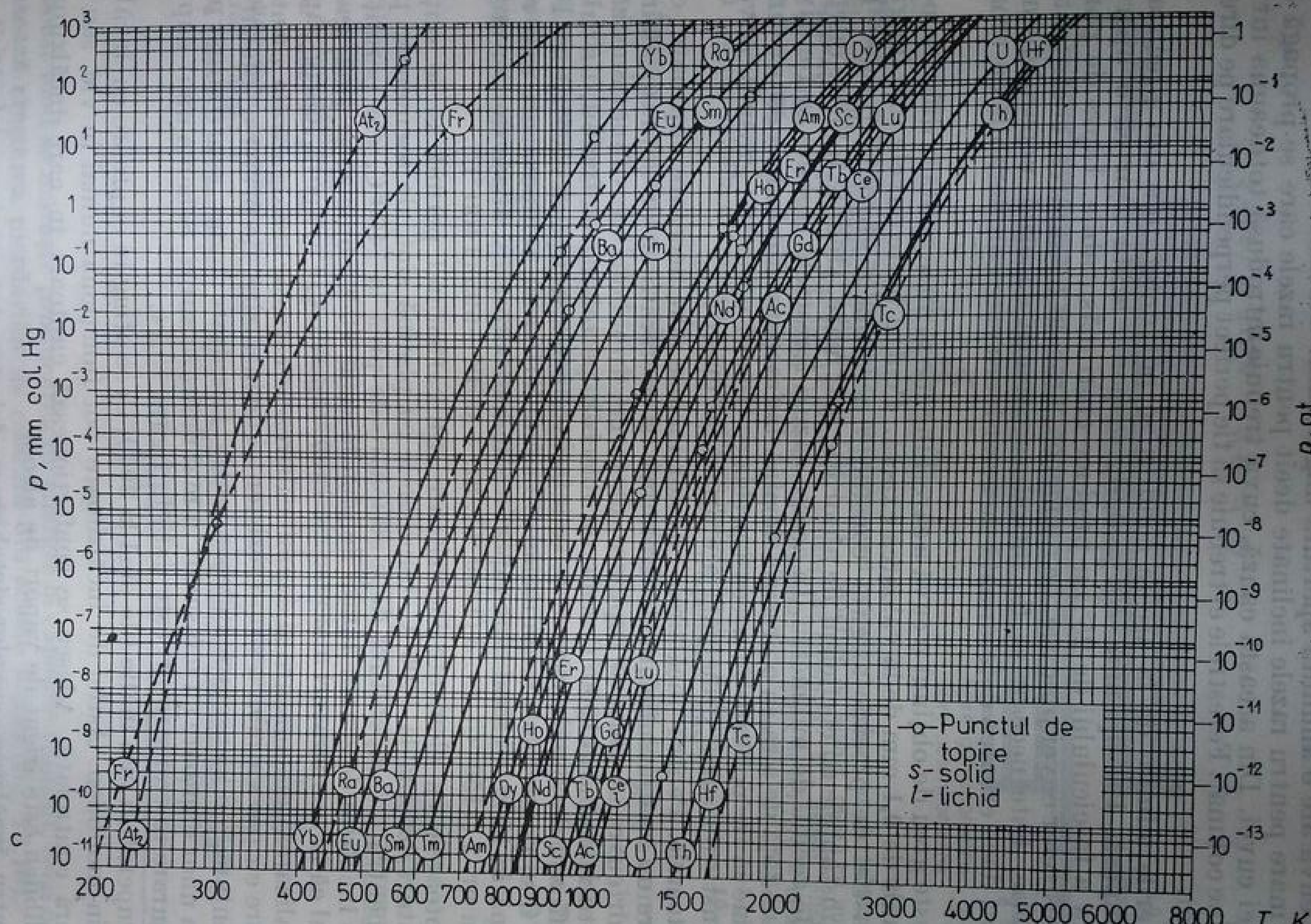


Fig. 13.13c. Curbele tensiunilor de vapori ale unor elemente [13.4].

Pentru studii cantitative ale spectrelor de absorbţie, este necesar să se cunoască lungimea drumului parcurs de rază prin mediul absorbant. În cazul lichidelor şi gazelor această lungime este delimitată de ferestrele cuvei. Însă ea nu coincide niciodată cu grosimea cuvei. Într-adevăr, fasciculul de raze care trece prin cuvă are o anumită apertură unghiulară. Grosimea optică a stratului va fi mai mare pentru razele înclinate decît pentru razele care se propagă de-a lungul axei cuvei. Din această cauză, cuva trebuie introdusă totdeauna într-un fascicul bine colimat. Ferestrele ei trebuie să fie perfect perpendiculare pe direcţia fasciculului.

Abaterile admise de la aceste condiţii se pot determina din precizia de măsură impusă. Presupunînd $\delta l/l = 0{,}01$, se poate arăta uşor că o apertură unghiulară a fasciculului de 25° nu produce erori măsurabile. Lipsa de paralelism a ferestrelor cuvei produce, de asemenea, erori în măsurarea coeficientului de absorbţie. Este necesar să fie introduse corecţii datorită neparalelismului ferestrelor, dacă eroarea determinată de acest lucru este comparabilă cu eroarea de măsură.

Nu este greu de obţinut o cuvă a cărei lungime să nu se abată în diferite locuri cu mai mult de 0,1 mm de la valoarea exactă. Pentru toate cuvele mai lungi de 1 cm o astfel de precizie asigură constanţa necesară a grosimii optice. Însă pentru substanţele cu coeficient de absorbţie mai mare, trebuie folosite cuve cu grosimi de zecimi de milimetru. În aceste cazuri ferestrele trebuie să fie fixate paralel una faţă de alta cu o precizie de pînă la fracţiuni din lungimea de undă. Ele trebuie să fie polizate cu aceeaşi precizie. Uneori variaţiile grosimii cuvelor plane constituie sursa principală a erorilor de măsură.

Cuptoarele. Pentru încălzirea cuvelor închise sînt necesare cuptoare, care să asigure un spaţiu suficient de izotermic şi posibilitatea de supraîncălzire a ferestrelor cuvei. Asemenea cuptoare, de formă tubulară, care funcţionează la temperaturi de pînă la 1600 °C, se fac de obicei din porţelan greu fuzibil, din tuburi de şamotă sau de alundum, pe care se înfăşoară o rezistenţă ca încălzitor. Pînă la 1100 °C se poate folosi crom-nichel de tipul XH80/20, temperaturi mai ridicate (pînă la 1200 °C) fiind bine suportate de încălzitori din aliaje de fier-crom-aluminiu nr. 2 (1150 °C), nr. 3 (1300 °C), nr. 4 şi ЭИ—695 (1400 °C).

Cuptoarele cu elemente încălzitoare din carborund permit să se obţină temperaturi de pînă la 1400 °C. Cuptoarele cu platină sînt, de asemenea, prevăzute pentru o temperatură de funcţionare de pînă la 1400°C, ele permiţînd însă şi o încălzire de scurtă durată de pînă la 1600 °C. Trebuie să se ţină seama de faptul că la temperaturi mai mari de 1400 °C platina se evaporă foarte rapid.

Egalizarea temperaturii şi supraîncălzirea ferestrelor se asigură fie printr-o înfăşurare cu pas variabil a sîrmii rezistenţei de încălzire, fie printr-o înfăşurare suplimentară, cu conectare independentă. Rezultate bune s-au atins prin folosirea unor cuptoare cu înfăşurări în mai multe straturi. Schema unui cuptor cu înfăşurare în trei straturi este dată în figura 13.14.

Temperaturi mai înalte (de pînă la 2000 °C) se ating în cuptoare cu încălzitoare din molibden. Astfel de încălzitoare pot funcţiona numai în vid sau în atmosferă controlată. Adesea se confecţionează cuptoare în care încălzitorul din molibden este irigat de vapori de alcool.

Pentru încălzirea cuvelor deschise se folosesc tot cuptoare electrice cu rezistenţă. În acest caz nu mai trebuie să avem grijă ca ferestrele să fie supraîncălzite sau ca temperatura să fie strict constantă de-a lungul cuptorului. De această dată, capetele cuvei ies cu mult afară din cuptor, astfel încît se încăl-

zește numai partea sa centrală. Pentru temperaturi nu prea mari rezistența în formă de spiră se înfășoară direct pe cuvă. Uneori pe pereții cuvelor de cuarț se dispune un strat conductor, prin care se trece un curent.

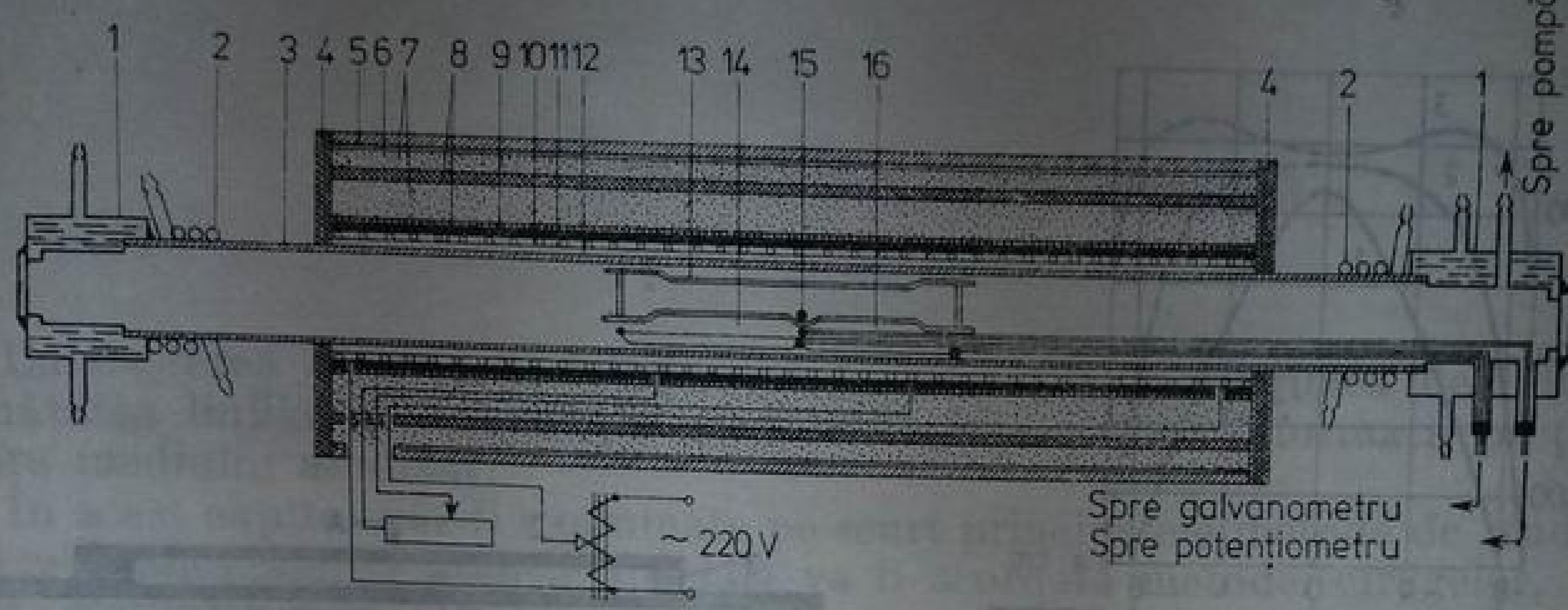
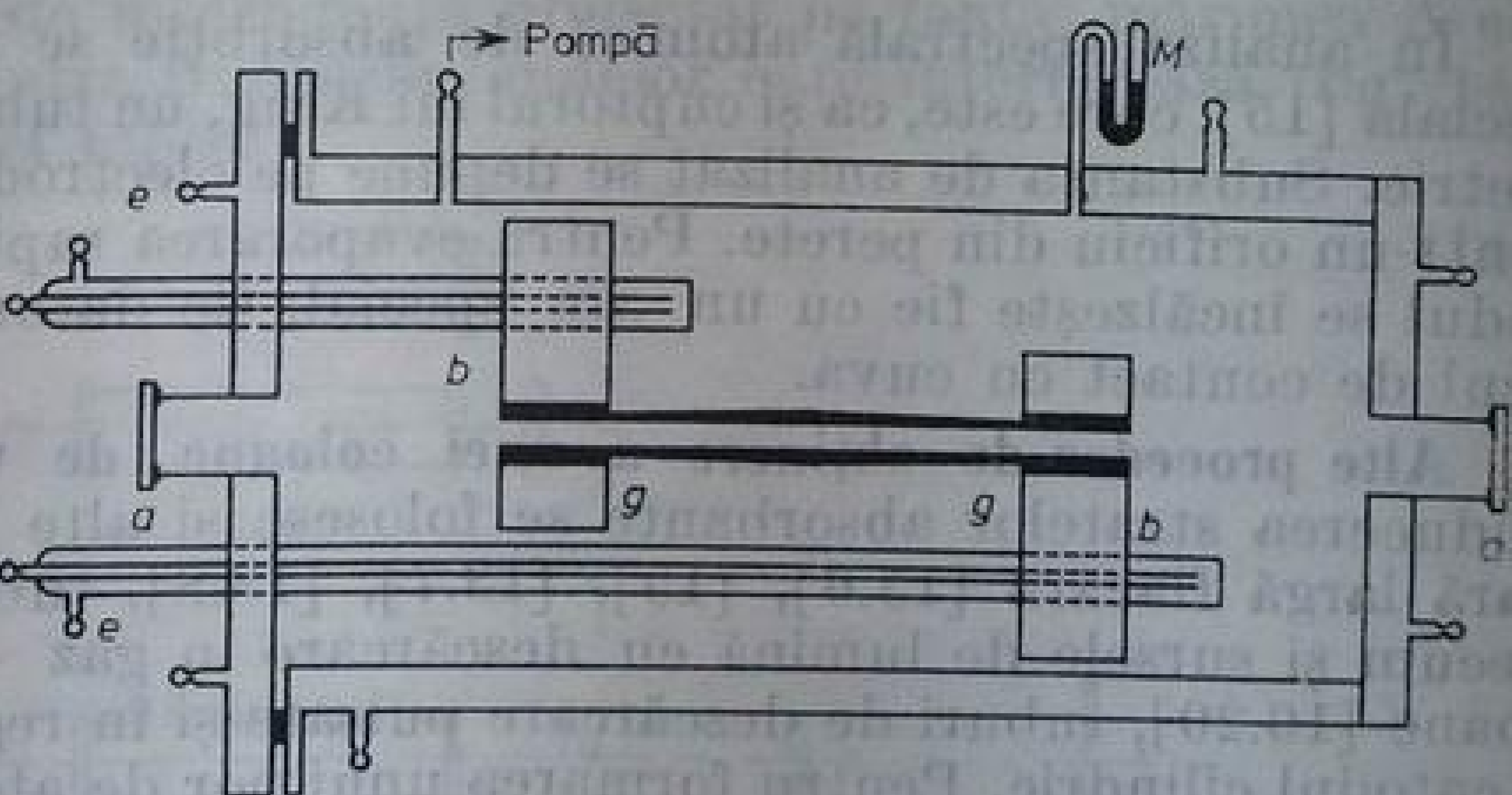


Fig. 13.14. Construcția instalației pentru obținerea unei coloane de vapori ai metalului studiat, în condiții absolute, la temperaturi de pînă la 1200°C : 1 — montură de alamă, răcită cu apă curentă ; 2 — serpentină din plumb ; 3 — tub de cuarț ; 4 — flanșe de ceramică ; 5 — asbest foliat ; 6 — fier foliat ; 7 — fulgi de asbest ; 8 — tuburi din ceramică refractară ; 9 — strat de aer ; 10 — înfășurare din sîrmă ЭИ — 695, cu diametrul de 1,5 mm ; 11 — chit (70% Al_2O_3 + 30% caolin) ; 12 — tub de ceramică ; 13 — cuvă din cuarț cu ferestre plan-paralele ; 14 — termocuplu diferențial din platină-platină plus rediu pentru controlul distribuției de temperatură în cuptor ; 15 — metalul de studiat ; 16 — termocuplu pentru măsurarea temperaturii cuvei.

Într-o serie de cazuri elementul de încălzire a cuptorului joacă concomitent și rolul de cuvă. Astfel este, de exemplu, cuptorul tubular cu vid al lui King (fig. 13.15). Drept corp de încălzire servește un tub de grafit, prin care se propagă un curent cu intensitatea de cîteva mii de amperi, de la un transformator coborîtor de tensiune. Pentru obținerea distribuției de temperatură cerute, secțiunea tubului se face variabilă (de obicei, partea mijlocie este mai groasă).

Fig. 13.15. Secțiune printr-un cuptor King : $g-g$ — tub de grafit ; $b-b$ — blocuri din grafit pentru alimentarea cu curent ; $e-e$ — electrozi răciți ; $a-a$ — ferestre din cuarț ; M — manometru.



În acest mod se mărește producerea de energie la capetele tubului, ceea ce compensează creșterea pierderilor de căldură din aceste locuri (fig. 13.16).

Substanța care se evaporă se introduce în tubul cuptorului King uneori cu ajutorul unor dispozitive speciale, care permit realizarea alimentării cu material, fără stricarea vidului. Vaporii metalelor care se evaporă ușor trebuie uneori încălziți puternic pentru crearea unei populări mai intense a nivelelor superioare. În acest scop se folosesc ramificații speciale din grafit, cu încălzire inde-

pendentă sau substanța ce trebuie evaporată se introduce într-o carcasă suplimentară din care vaporii pătr nd în tub prin niște orificii speciale (fig.13.17).

Cuptorul lui King se încălzește de obicei cîteva secunde. Timpul de încălzire depinde de căldura specifică și de izolația termică a tubului. Izolația ter-

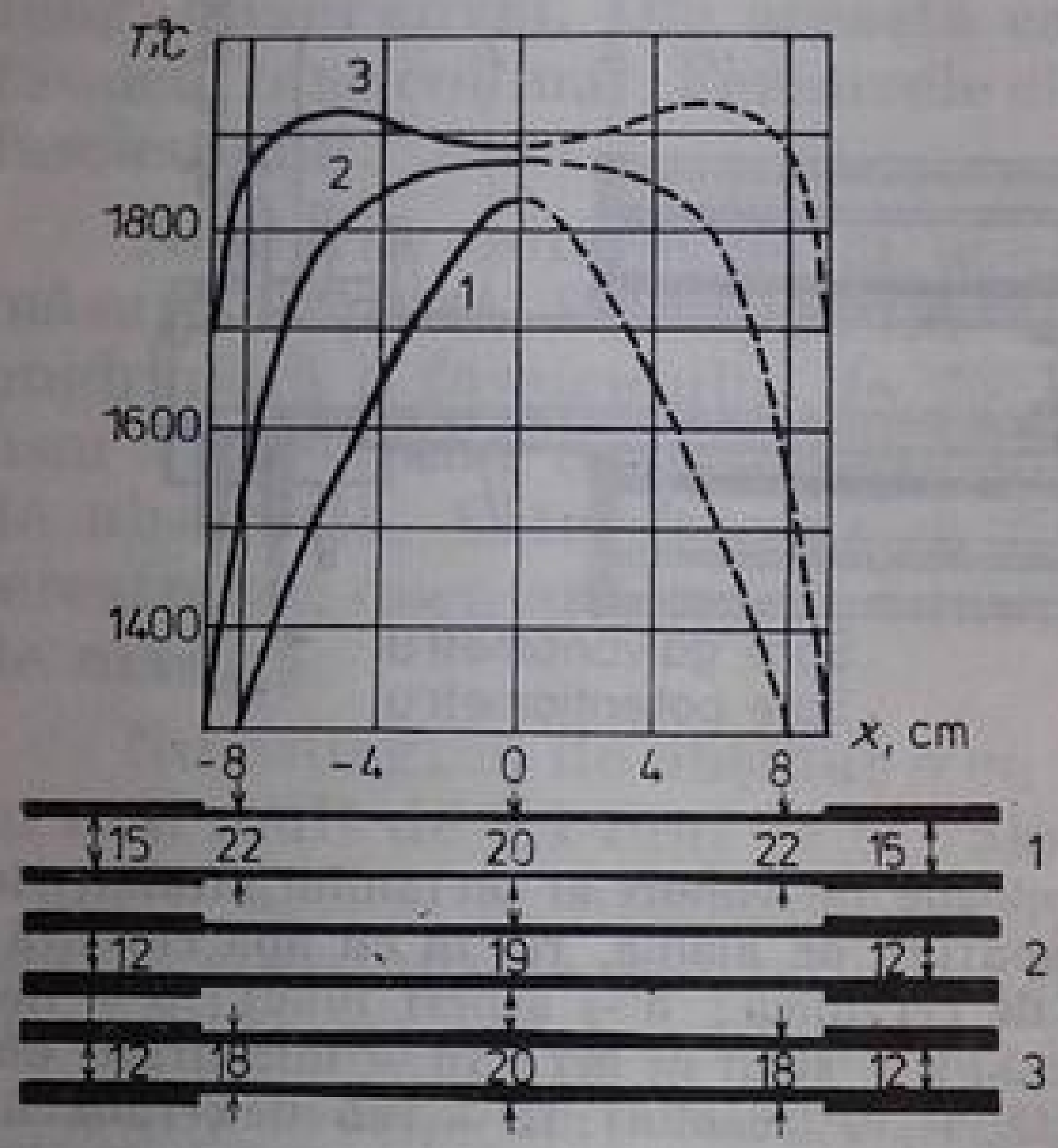


Fig. 13.16. Curbele de distribuție a temperaturii după lungimea tubului cuptorului King: 1 — subțiat la mijloc; 2 — cilindric; 3 — în formă de fus.

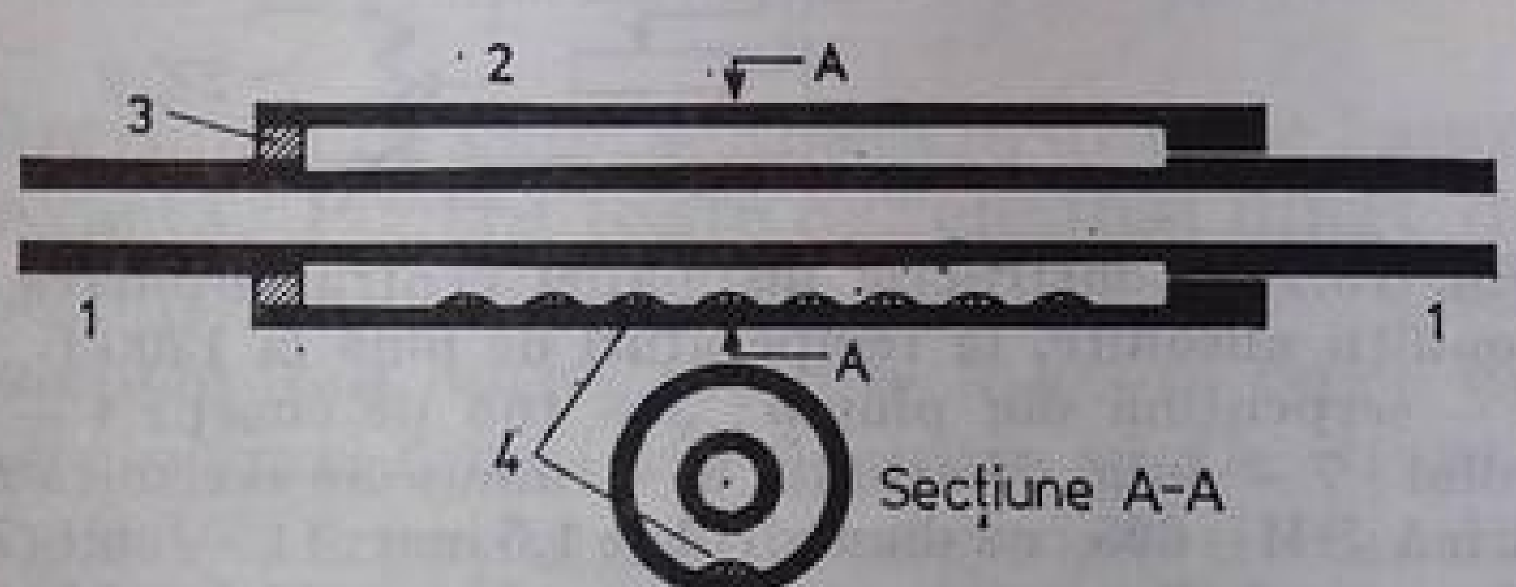


Fig. 13.17. Structura unui element al cuptorului King pentru încălzirea la temperaturi înalte a unei coloane de substanță ușor volatilă: 1 — tubul în secțiune longitudinală; 2 — cămașa din grafit; 3 — chit (Al_2O_3); 4 — substanța de vaporizat.

mică se realizează din ecrane de grafit, care înconjoară încălzitorul. Temperatura maximă ce poate fi atinsă în cuptorul lui King este de 3000 °C. La această temperatură survin deja sublimarea intensă a grafitului și deteriorarea rapidă a tubului.

În analiza spectrală atomică de absorbție se folosește o cuvă de grafit specială [15], care este, ca și cuptorul lui King, un tub de grafit încălzit cu curent electric. Substanța de analizat se depune pe electrodul cuvei puternic încălzite printr-un orificiu din perete. Pentru evaporarea rapidă și totală a probei, electrodul se încălzește fie cu un arc special, fie datorită rezistenței ohmice din locul de contact cu cuva.

Alte procedee de obținere a unei coloane de vapori absorbante. Pentru producerea stratelor absorbante se folosesc și alte procedee. Se utilizează pe scară largă flacăra [13.6], [15], [13.7], [13.8], tuburi de șoc [13.9], [13.10], precum și sursele de lumină cu descărcare în gaz — arcuri electrice, plasmatroane [10.20], tuburi de descărcare pulsate și în regim staționar, descărcarea în catodul cilindric. Pentru formarea unui nor de atomi absorbanți se folosește și iradierea pulsantă concentrată a probei, inclusiv laseri.

Stratul absorbant poate fi constituit dintr-un flux orientat de atomi (un fascicul de atomi). În acest caz cantitatea absolută de atomi din fascicul poate fi măsurată continuu cu ajutorul unor microbalanțe de vid, pe platanul cărora se condensează atomii.

Rezultate foarte bune dă descărcarea de înaltă frecvență în torță [13.11], care permite atomizarea substanțelor greu volatile sau greu disociabile. Aceleași rezultate se obțin și cu un atomizor cu magnetron.

Capitolul 14
METODELE DE STUDIU AL DISPERSIEI ANOMALE

Cunoașterea dependenței indicelui de refracție de lungimea de undă în vecinătatea liniilor de absorbție permite obținerea unor informații prețioase asupra mediului analizat.

În acest capitol vor fi examinate pe scurt principalele metode de studiu al dispersiei anomale. O atenție specială va fi acordată metodei cîrligelor, a lui D. S. Rojdestvenski. Creată cu mai bine de 60 de ani în urmă, metoda cîrligelor nu și-a pierdut nici acum valoarea științifică.

§ 1. METODA LUI PUCCIANTI

Metoda interferometrică de studiu al dispersiei anomale a fost propusă de Puccianti, în anul 1901. Un interferometru cu două brațe (fig. 14.1) este iluminat cu o sursă de spectru continuu. Franjele de interferență orizontale sînt proiectate de un obiectiv pe fanta verticală a unui spectrograf (franja de zero fiind în mijlocul fantei). În planul ei focal apar franje desfășurate în spectru. Aceste franje corespund relației

$$\Delta = k\lambda, \tag{14.1}$$

în care Δ este diferența de drum în cele două brațe ale interferometrului. În fiecare punct al tabloului de interferență proiectat pe fantă, mărimea Δ este determinată de unghiul dintre fronturile undelor care interferează (fig. 14.2) și crește liniar cu înălțimea fantei

$$\Delta = by. \tag{14.2}$$

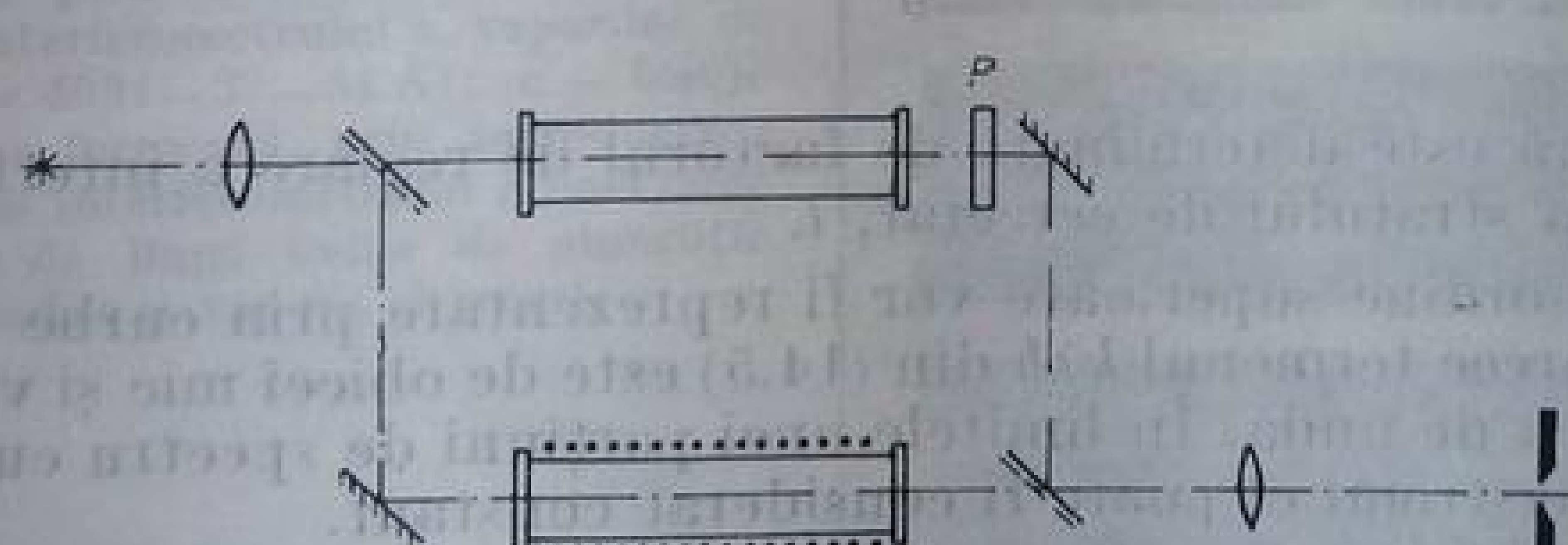


Fig. 14.1. Schema metodei Puccianti (lama P se introduce în interferometru pentru formarea cîrligelor (v. § 2 din acest capitol).

Prin urmare, pentru franja de ordinul k, avem formula

$$y = \frac{k}{b}\lambda. \tag{14.3}$$

Franja de ordin zero ($k = 0$) este o dreaptă orizontală orientată după dispersia spectrografului. Franjele de ordine superioare diverg în evantai către domeniul roșu, devenind tot mai înclinate, odată cu mărirea ordinului de interferență.

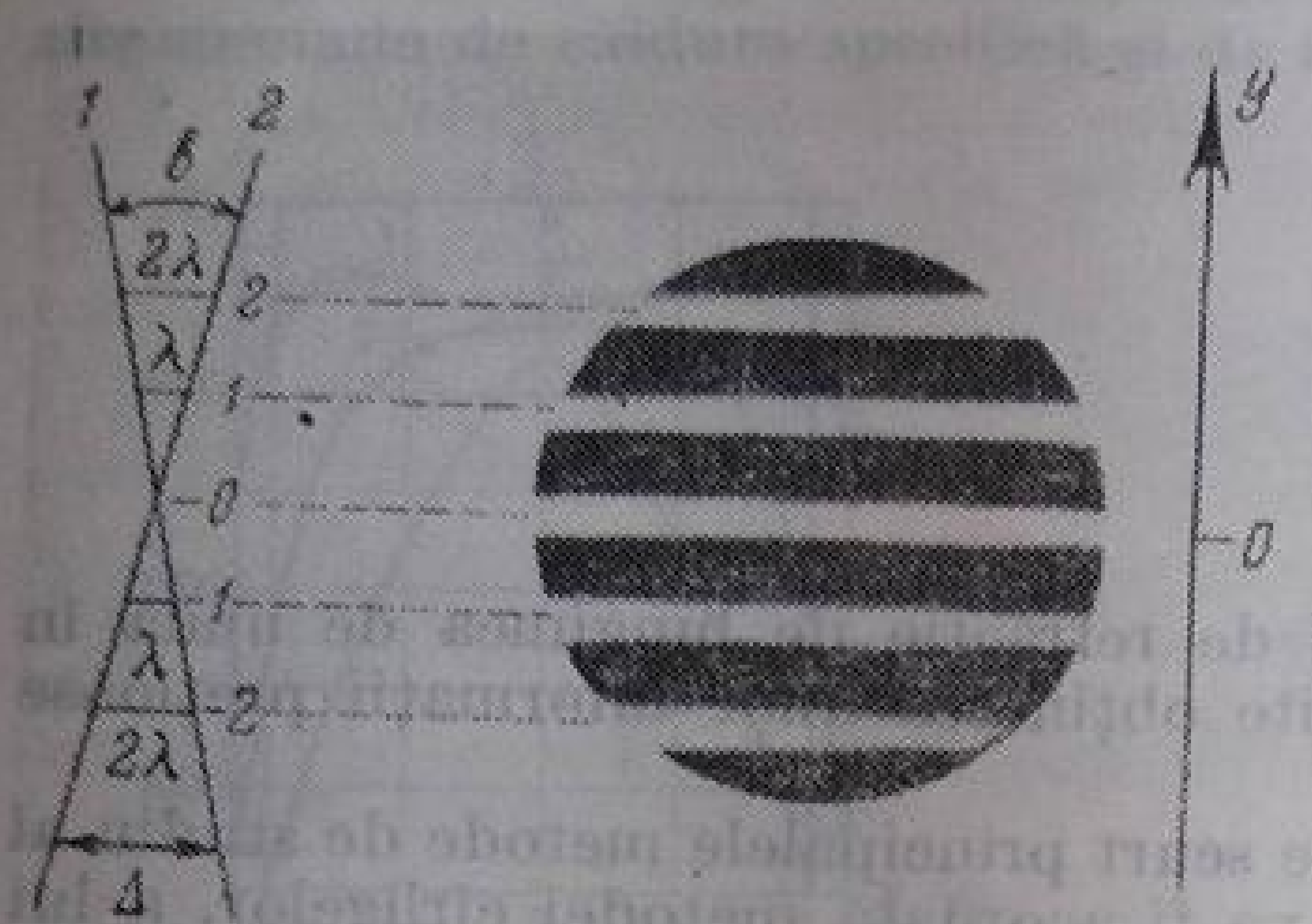


Fig. 14.2. Explicarea influenței inclinației fronturilor undelor care interferează, asupra lărgimii franjelor.

Prin introducerea în unul dintre brațele interferometrului a unui strat plan-paralel cu vapori de studiat, diferența de drum, dată de egalitatea (14.2), devine

$$\Delta' = (n - 1)l, \tag{14.4}$$

în care n este indicele de refracție, iar l — grosimea stratului de studiat.

Prin urmare, în locul lui (14.3), vom avea următoarea formulă, care definește forma franjelor de interferență în planul focal al spectrografului

$$y = \frac{k}{b}\lambda + (n - 1)\frac{l}{b}. \tag{14.5}$$

Din această relație rezultă că franja de ordin zero va reprezenta, la o anumită scară, curba de dispersie

$$y = \frac{l}{b}(n - 1). \tag{14.6}$$

Această scară este determinată de factorul de reglare a interferometrului, b, și de grosimea stratului de cercetat, l.

Franjele de ordine superioare vor fi reprezentate prin curbe aproape asemănătoare, deoarece termenul $k\lambda b$ din (14.5) este de obicei mic și variază foarte încet cu lungimea de undă. În limitele unei porțiuni de spectru cu lărgimea de cîțiva zeci de ångströmi el poate fi considerat constant.

Metoda lui Pucoianti este foarte evidentă (v. fig. 14.3a), însă prea puțin adecvată pentru studiul cantitativ al dispersiei.

În cazul folosirii ei este necesară măsurarea interferogramei în două coordonate, ceea ce prezintă dificultăți importante. Franjele de interferență formate de interferometre cu două brațe au o semilărgime egală cu jumătate din distanța dintre ele ; de aceea măsurarea ordonatelor pe o spectrogramă de interferență este insuficient de precisă. În domeniile din vecinătatea liniilor de absorbție, franjele de interferență devin aproape verticale și atît de dese, încît nu

mai sînt rezolvate de spectrograf (fig. 14.3 a, 14.4 b). Din această cauză, măsurătorile din apropierea liniei sînt foarte dificile. Această metodă se utilizează des pentru analiza cantitativă a dispersiei anomale. Unul dintre cele mai deta-

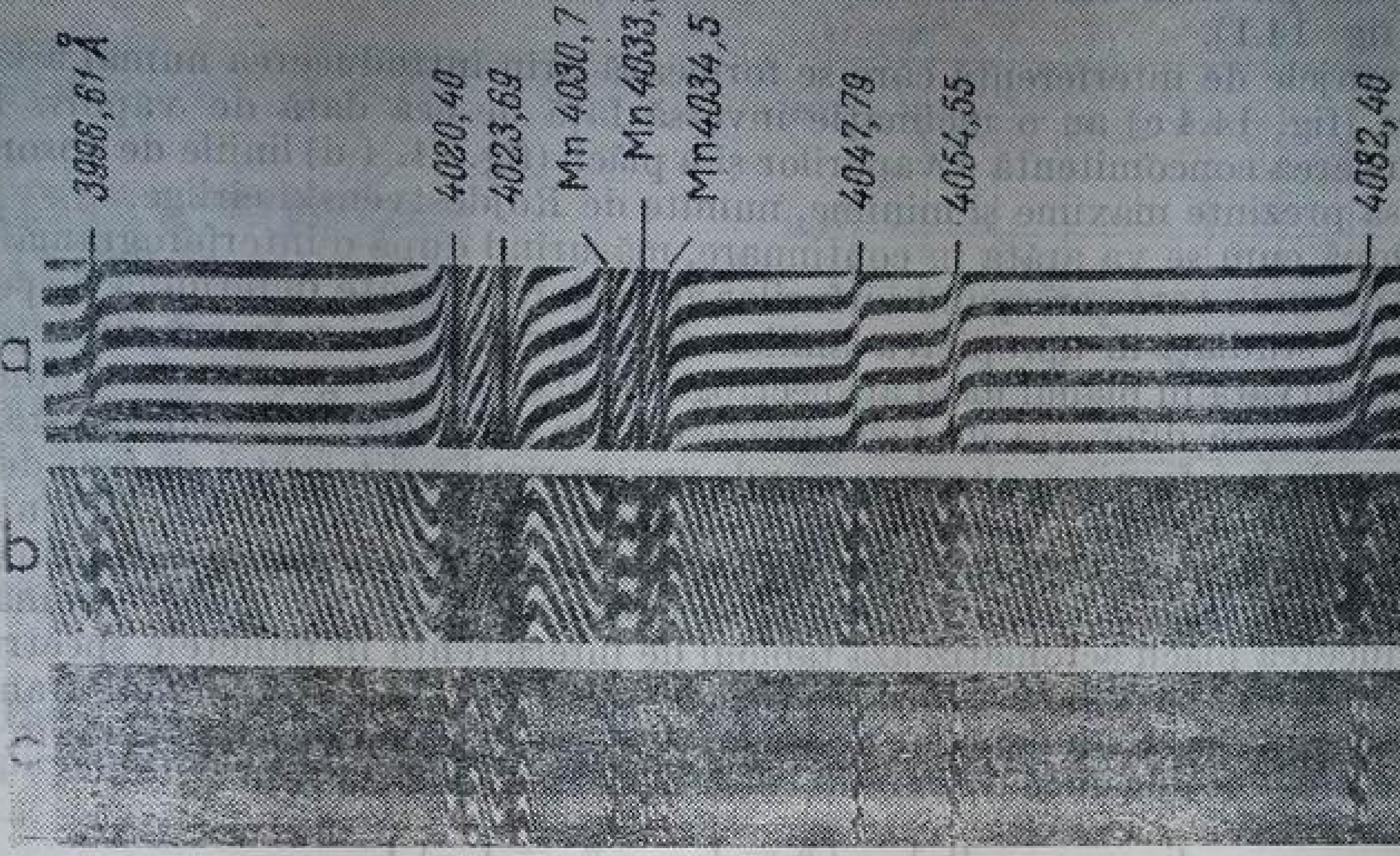


Fig. 14.3. Tabloul dispersiei anomale (a) și a cîrligelor (b, c) în vapori de scandiu. Fotografiile b și c corespund unor grosimi diferite ale lamei *P*.

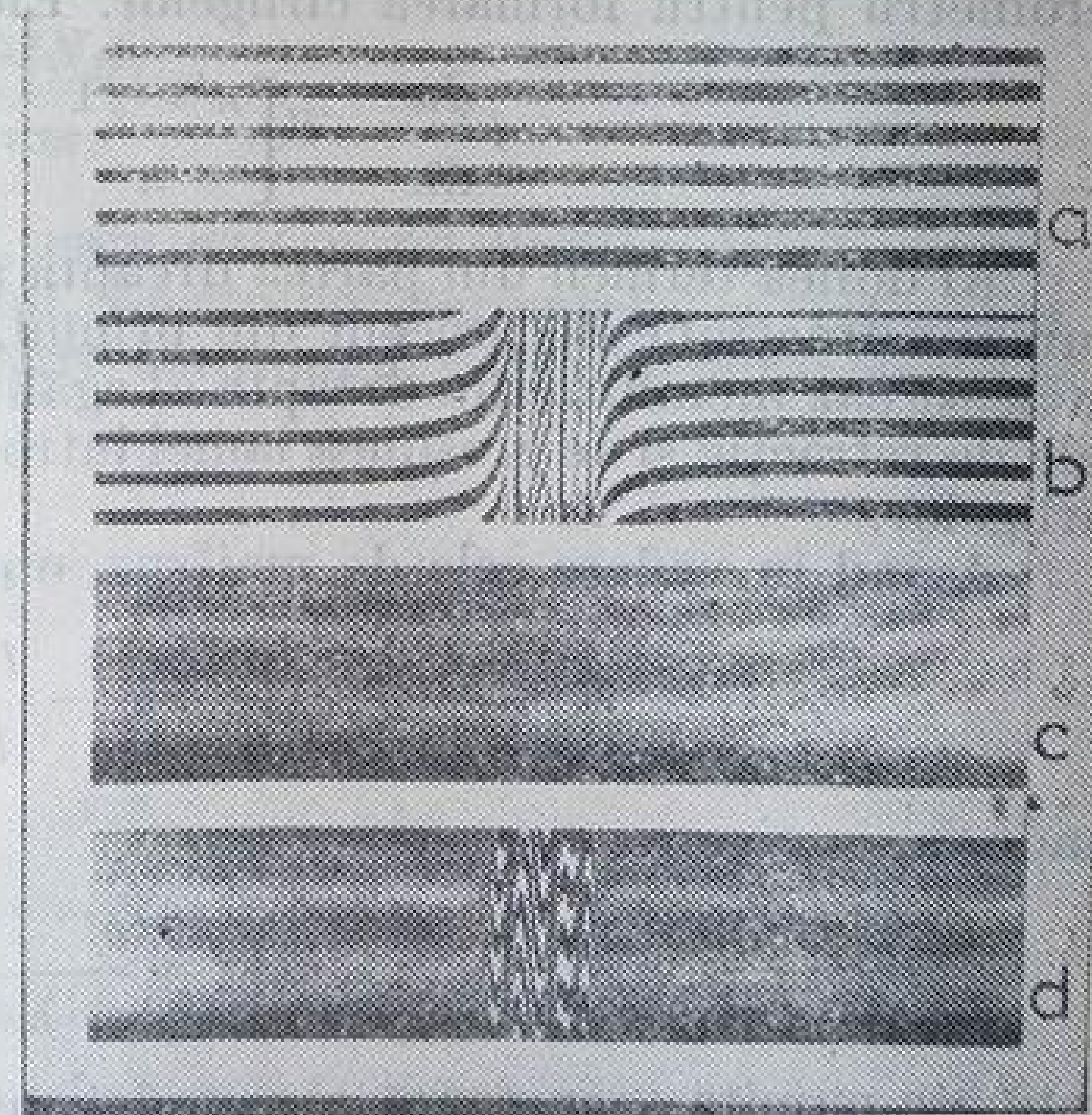


Fig. 14.4. Franjele de interferență desfășurate în spectru: a — franjele orizontale (diferență de drum egală cu zero); b — curbele de dispersie care apar prin introducerea intr-unul dintre brațele interferometrului a vaporilor de studiat (Mn, $\lambda = 4031-33-34$ Å); c — franje înclinate, care se formează prin introducerea în celălalt braț al interferometrului a unei lame *P*; d — cîrligele de lîngă liniile de absorbție (s-au introdus și vaporii și lama).

liate studii a fost făcut de D. S. Rojdestvenski, în anii 1909—1912, analizînd dispersia anomală a vaporilor de sodiu din apropierea dubletului galben.

Cu ocazia efectuării acestei cercetări, Rojdestvenski a descoperit o nouă metodă, denumită de el „metoda cîrligelor”.

§ 2. METODA CÎRLIGELOR

Descrierea metodei. D. S. Rojdestvenski a propus [14.1] ca pe lîngă coloana de vapori de cercetat să se introducă în al doilea braț al interferometrului o lamă plan-paralelă din sticlă sau din orice altă substanță transprentă și omogenă (fig. 14.1).

Franjele de interferență care se formează prin introducerea numai a lamei singure (fig. 14.4 c) au o înclinație inversă față de cea dată de vapori. Prin introducerea concomitentă a vaporilor și a plăcii (fig. 14. 4 d) liniile de absorbție încep să prezinte maxime și minime, numite de Rojdestvenski cîrlige.

După cum se va arăta în continuare, măsurînd după o interferogramă lungimile de undă care corespund vîrfurilor cîrligelor, se poate determina dispersia vaporilor studiați în apropierea liniilor de absorbție. Orice franjă de interferență observată în planul focal al spectrografului este locul geometric al punctelor pentru care diferența de fază dintre undele care interferă este constantă. Trecerea de la o franjă la alta corespunde unei variații a diferenței de fază de 2π.

Fixînd o anumită valoare pentru ordonată în tabloul de interferență și deplasîndu-ne în spectru de-a lungul axei λ, constatăm o variație continuă a diferenței de fază, cu alte cuvinte, tabloul franjelor este un tablou cromatic. Introducerea plăcii acromatizează tabloul de interferență în punctele spectrului care corespund pozițiilor vîrfurilor cîrligelor (fig. 14.5). În aceste puncte franjele sînt tangente la axa lungimilor de undă. Aceasta înseamnă că derivata în raport cu lungimea de undă a diferenței de fază devine egală cu zero

$$\frac{d}{d\lambda}(\Delta\varphi) = \frac{d}{d\lambda}\left[2\pi\left(\frac{n-1}{\lambda}\, l - \frac{n'-1}{\lambda}\, l'\right)\right] = 0, \tag{14.7}$$

n' și l' fiind indicele de refracție și, respectiv, grosimea lamei introduse în interferometru pentru formarea cîrligelor. Efectuînd derivarea, obținem

$$-l\frac{dn}{d\lambda} = l'\left[\frac{n'-1}{\lambda} - \frac{dn'}{d\lambda}\right] - l\,\frac{n-1}{\lambda}. \tag{14.8}$$

Al doilea termen din partea dreaptă a formulei (14.8) constituie, de regulă, numai o fracțiune de procent din primul, așa că el poate fi de obicei neglijat. În acest caz membrul din dreapta al egalității va fi complet determinat de indicele de refracție și de grosimea lamei introduse în interferometru pentru formare cîrligelor.

Avînd în vedere cele de mai sus, obținem

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{l'}{l}\, k(\lambda), \tag{14.9}$$

unde

$$k(\lambda) = \frac{n'-1}{\lambda} - \frac{dn'}{d\lambda} \tag{14.10}$$

este așa-numita „constantă a metodei cîrligelor"*. În figura 14.6 este reprezentată grafic variația constantei metodei cîrligelor în funcție de lungimea de undă

---

* Este ușor de observat că mărimea $k(\lambda)$ nu este constantă, ceea ce am și căutat să subliniem insistînd asupra faptului că ea depinde de lungimea de undă. Totuși aici menținem denumirea tradițională a acestei mărimi.

pentru fluorină. Prin urmare, metoda cîrligelor permite să se determine derivata indicelui de refracție al unui gaz în funcție de lungimea de undă, a acelor lungimi de undă pentru care se formează cîrligele.

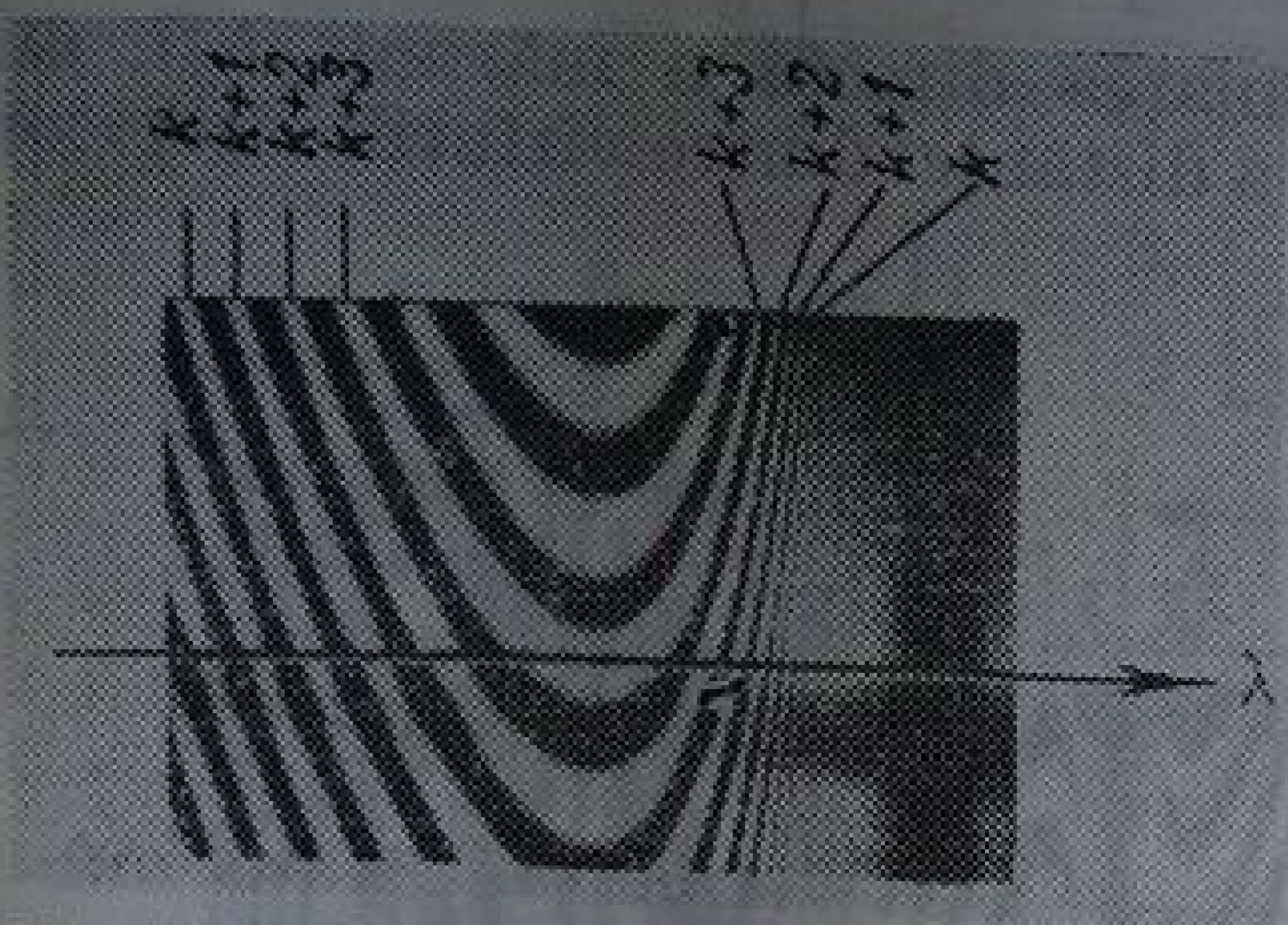


Fig. 14.5. Variația cu lungimea de undă a diferenței de fază a undelor ce interferează, în vîrful cîrligului.

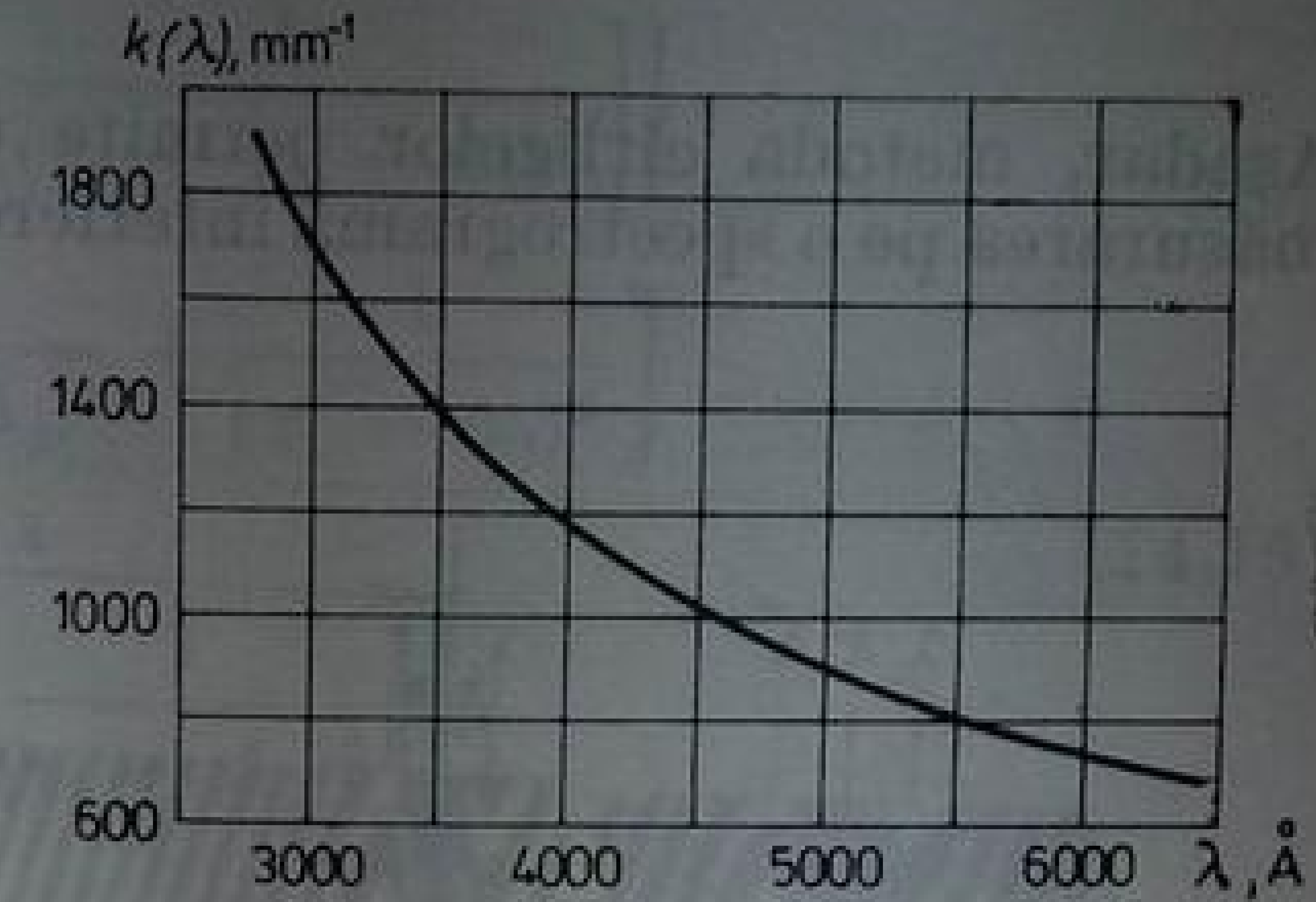


Fig. 14.6. Dependența constantei metodei cîrligelor de lungimea de undă în cazul fluorinei.

După cum se știe, valoarea indicelui de refracție al unui gaz rarefiat, în apropierea liniilor de absorbție, este dată de formula lui Selmayer

$$n = 1 + \sum_j \frac{a_j}{\lambda - \lambda_j}, \tag{14.11}$$

în care

$$a_j = \frac{e^2 \lambda_j^3 N_j f_j}{4\pi m c^2},$$

N_j fiind popularea nivelelor inferioare, care corespund liniilor de absorbție, λ_j, iar f_j — tăria oscilatorilor acestor linii. Efectuînd derivarea și înlocuind valoarea $dn/d\lambda$ a lungimilor de undă, care corespund vîrfurilor cîrligelor din relația (14.9), obținem

$$\sum_j \frac{\beta_j}{(\lambda - \lambda_j)^2} = 1, \tag{14.12}$$

în care

$$\beta_j = \frac{a_j l}{l' k(\lambda)} = \frac{e^2 \lambda_j^3}{4\pi m c^2 k(\lambda)\, l'} N_j f_j l. \tag{14.13}$$

Formulele de lucru. Dacă în relația (14.12) se pot neglija toți termenii în afară de unul (o singură linie), atunci

$$\beta = \Delta^2, \tag{14.14}$$

unde Δ este jumătate din distanța dintre vîrfurile cîrligelor în ambele părți ale liniei (fig. 14.7 a)

$$\Delta = \lambda'' - \lambda = \lambda - \lambda'. \tag{14.15}$$

În acest caz cîrligele se așază simetric față de linia de absorbție și atunci

$$Nfl = \frac{4\pi mc^2(\lambda)l'}{e^2\lambda^3}\Delta^2. \tag{14.16}$$

Așadar, metoda cîrligelor permite determinarea directă a mărimii Nfl, din măsurarea pe o spectrogramă interferențială a distanței dintre vîrfurile cîrligelor.

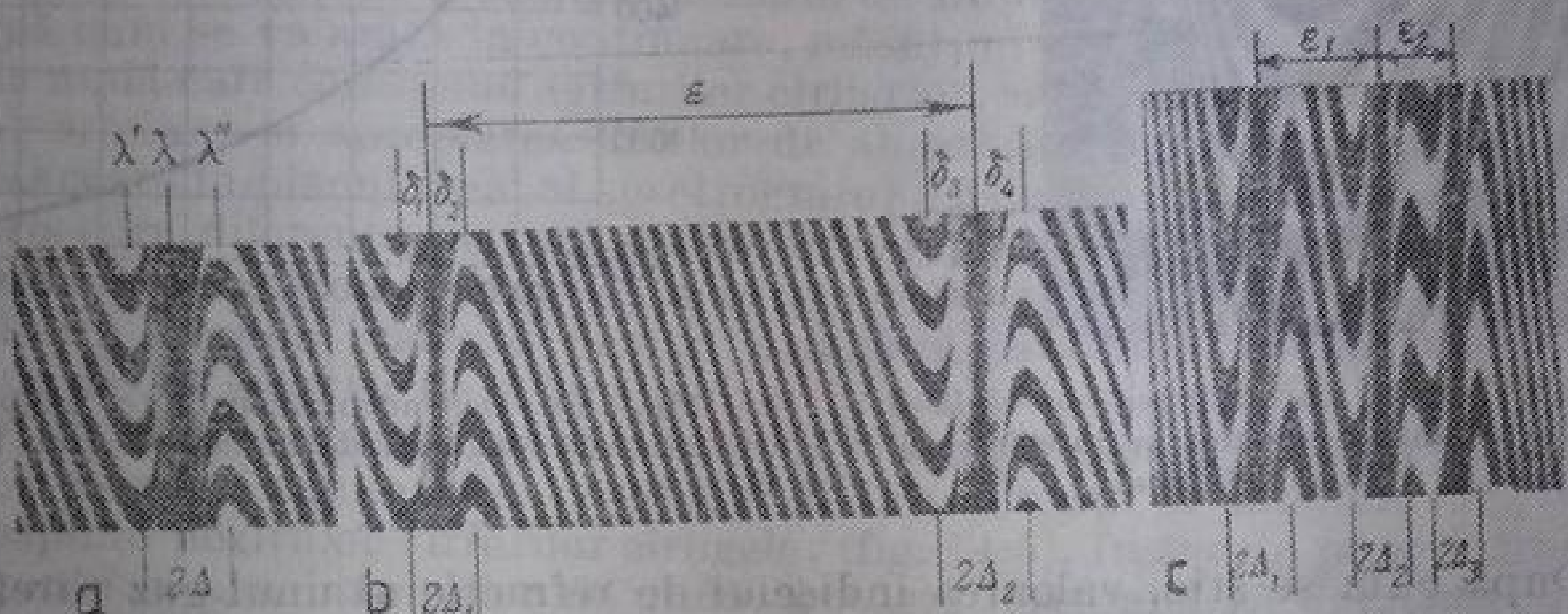


Fig. 14.7. Tabloul cîrligelor din vecinătatea unei singure linii de absorbție de GaI, $\lambda = 4172$ Å (a), pentru dubletul AlI, $\lambda = 3944 - 3961$ Å (b) și pentru tripletul MnI, $\lambda = 4131-33-34$ Å (c).

Ecuația (14.12) poate fi rezolvată în raport cu mărimile β_j și în cazul în care ea conține cîțiva termeni. De obicei, se obțin formule aproximative. Pentru deducerea lor se presupune că cîrligele sînt dispuse simetric față de linia de absorbție [14.1].

În cazul unui dublet, ele au forma

$$\beta_1 = \Delta_1^2\left\{1 - \frac{\beta_2}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon+\Delta_1)^2} + \frac{1}{(\varepsilon-\Delta_1)^2}\right]\right\},$$

$$\beta_2 = \Delta_2^2\left\{1 - \frac{\beta_1}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon+\Delta_2)^2} + \frac{1}{(\varepsilon-\Delta_1)^2}\right]\right\}. \tag{14.17}$$

Notațiile sînt clare din figura 14.7 b ; v. și (14.22).

Într-o primă aproximație se pot neglija toți termenii din fiecare dintre acolade, în afară de unu, adică se poate trece la cazul unor linii izolate

$$\beta_1 = \Delta_1^2,\ \beta_2 = \Delta_2^2, \tag{14.18}$$

iar apoi la aproximația de ordinul doi la următoarele.

În cazul unui triplet formulele aproximative au forma

$$\beta_1 = \Delta_1^2\left\{1 - \frac{\beta_2}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \Delta_1)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \Delta_1)^2}\right] - \beta_3\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \Delta_1)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta_1)^2}\right]\right\},$$

$$\beta_2 = \Delta_2^2\left\{1 - \frac{\beta_1}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \Delta_2)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 - \Delta_2)^2}\right] - \beta_3\left[\frac{1}{(\varepsilon_2 + \Delta_2)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_2 - \Delta_2)^2}\right]\right\}, \quad (14.19)$$

$$\beta_3 = \Delta_3^2\left\{1 - \frac{\beta_1}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \Delta_3)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \Delta_3)^2}\right] - \frac{\beta_2}{2}\left[\frac{1}{(\varepsilon_2 + \Delta_3)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_2 - \Delta_3)^2}\right]\right\}.$$

Notațiile sînt clare din figura 14.7 c. Sistemul se rezolvă prin metoda aproximațiilor succesive. În aproximația de ordinul întîi se poate lua, fără a depăși de obicei o eroare de 15—20 %,

$$\beta_1 = \Delta_1^2,\ \beta_2 = \Delta_2^2,\ \beta_3 = \Delta_3^2. \quad (14.20)$$

după care se trece la aproximația de ordinul al doilea și la aproximațiile de ordin superior.

Chiar în cazul studiului unor triplete strînse, cu distanțele dintre componente de ordinul a 1—2 Å, în majoritatea cazurilor ne putem limita la aproximația de ordinul al doilea. Formulele (14.17) — (14.19) pot fi extinse la orice număr de linii. Sistemele corespunzătoare de ecuații pentru calcularea mărimilor β_n au forma

$$\beta_n = \Delta_n^2\left[1 - \sum_{i \neq n}\frac{\beta_i}{2}\left\{\frac{1}{(\varepsilon_{ni} + \Delta_n)^2} + \frac{1}{(\varepsilon_{ni} - \Delta_n)^2}\right\}\right],$$

$$n = 1, 2, \ldots, k, \quad (14.21)$$

k fiind numărul de linii care se influențează una pe alta, iar $\varepsilon_{ni} = |\lambda_n - \lambda_i|$.

Pentru locurile în care există îngrămădiri foarte strînse de linii, în spectrele bogate în linii (de exemplu, a titanului, a cobaltului, a vanadiului [14.2]), sîntem nevoiți să rezolvăm sistemele (14.21) cu 5, 6 sau mai multe ecuații. Ecuațiile exacte trebuie să exprime și poziția asimerică a cîrligelor față de liniile de absorbție în îngrămădirile de linii foarte strînse.

După Rojdestvenski [14.1], pentru un dublet sînt valabile relațiile

$$\beta_1 = \frac{\delta_1\delta_2}{1 + \alpha_1},\ \beta_2 = \frac{\delta_3\delta_4}{1 + \alpha_2}, \quad (14.22)$$

în care

$$\alpha_1 = \frac{|\delta_3\delta_4/\varepsilon^2|}{1-(\delta_1\delta_2+\delta_3\delta_4)/\varepsilon^2}, \quad \alpha_2 = \frac{|\delta_1\delta_2/\varepsilon^2|}{1-(\delta_1\delta_2+\delta_3\delta_4)/\varepsilon^2}.$$

Notațiile reies din figura 14.7 b.

Se mai întîlnește și un alt caz important, acela în care între liniile așezate strîns nu se pot obține cîrlige care să fie bine măsurate (fig. 14.8). Atunci se

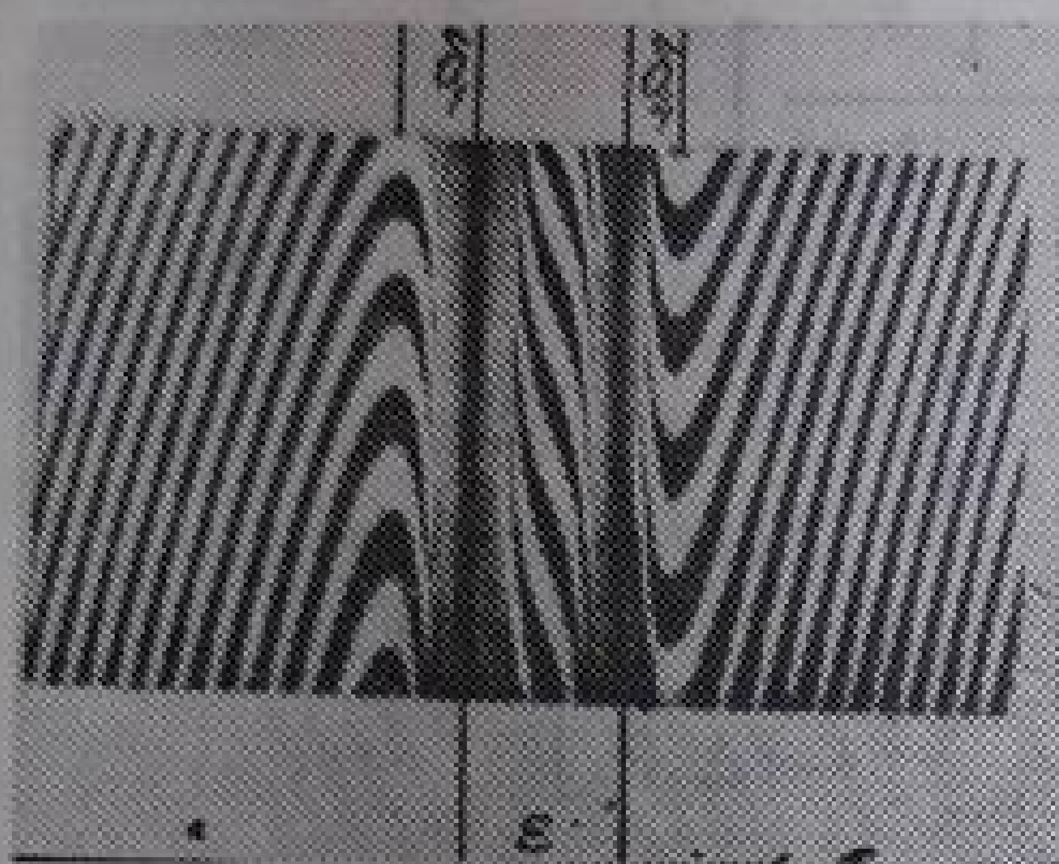


Fig. 14.8. Tabloul cîrligelor în cazul unui dublet strîns cînd între linii nu se formează cîrlige (Na, $\lambda = 5890-96$ Å)

măsoară distanța de la liniile de absorbție pînă la cîrligele exterioare (δ_1 și δ_4). Valorile lui β_j se calculează după formulele [14.1]

$$\beta_1 = \frac{\left(1+\frac{\delta_1}{\varepsilon}\right)-\left(\frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)^2}{\left(1+\frac{\varepsilon}{\delta_1}\right)^2-\frac{1}{(1+\varepsilon/\delta_4)^2}}, \quad \beta_2 = \frac{\left(1+\frac{\delta_4}{\varepsilon}\right)^2-\left(\frac{\delta_1}{\varepsilon}\right)^2}{\left(1+\frac{\varepsilon}{\delta_4}\right)^2-\frac{1}{(1-\varepsilon/\delta_1)^2}}. \quad (14.23)$$

Erorile metodei cîrligelor. În cadrul determinării prin metoda cîrligelor a mărimii *Nfl* pentru o linie izolată, este necesar să se măsoare distanța în lungul spectrului dintre vîrfurile cîrligelor, de ambele părți ale liniei. Erorile metodei sînt determinate în totalitatea lor de erorile acestor măsurători. Pentru mărirea preciziei va fi deci necesar să se îndepărteze cîrligele cît mai mult de linia spectrală și să se facă cît mai ascuțite.

Ambele condiții pot fi satisfăcute mărind densitatea vaporilor, lungimea coloanei de vapori, l, și mărind totodată grosimea lamei, l', introduse în interferometru, pentru formarea cîrligelor. Cînd grosimea optică a coloanei de vapori este mică, erorile cresc atît datorită faptului că distanțele măsurate între cîrlige sînt foarte mici (eroarea întîmplătoare), cît și din cauza asimetriei cîrligelor (eroarea sistematică).

Asimetria unui cîrlig apare din cauză că înclinarea franjei din partea exterioară se datorește mai ales lamei, fiind deci practic constantă, pe cînd spre partea interioară, rolul principal este jucat de dispersia vaporilor, care crește repede cu apropierea de centrul liniei (v. fig. 14.5). Din această cauză, regiunile cîrligelor spre partea exterioară a liniei au totdeauna pantă mai lină decît cele interioare.

Măsurarea cîrligelor cu asimetrie pronunțată este o operație în mare măsură subiectivă. De aceea, atunci cînd dispersia este mică, nu trebuie să ne limităm la o lamă de grosime mică, pentru a evita astfel apropierea cîrligelor de linii.

În acest caz crește, într-adevăr, reproductibilitatea măsurătorilor, însă apar erori sistematice datorate asimetriei, care dau o valoare mărită a distanței dintre cîrlige. Erorile sistematice pot fi înlăturate, mărind grosimea plăcii. În

acest caz devine inevitabilă apropierea cîrligelor de linii, însă forma lor astfel îmbunătățită permite o suprapunere a firului reticular al comparatorului pe vîrfurile cîrligelor mult mai precisă. Evident, grosimea lamei trebuie mărită

Fig. 14.9. Efectul produs de variația grosimii lamei de fluorină asupra simetriei cîrligelor (Ti I, $\lambda = 3982 - 90 - 99$ Å): a — în absența lamei; b — $l' = 2$ mm; c — $l' = 6$ mm.

numai pînă la limite rezonabile, deoarece rezultatele măsurătorilor pot fi afectate de aripile liniei.

Cînd panta franjelor, crescînd datorită grosimii lamei, depășește 75—80%, asimetria cîrligului devine destul de mică și practic nu mai influențează precizia măsurătorilor (fig. 14.9).

Nu este greu de arătat că unghiul de înclinare a franjelor, α, determinat de lame, va fi dat de formula

$$\mathrm{tg}\,\alpha = \frac{k(\lambda)}{\lambda}\, l'Ld = \frac{k(\lambda)l'L}{b}, \tag{14.24}$$

în care $d = \lambda/b$ este distanța pe verticală dintre două franje de interferență vecine, fiind determinat de reglarea interferometrului, iar L este dispersia liniară inversă a spectrografului.

Luînd în (14.24) $\mathrm{tg}\,\alpha \geqslant 5$, ceea ce corespunde lui $\alpha \geqslant 79°$, găsim condiția care trebuie satisfăcută pentru ca asimetria cîrligelor să nu influențeze precizia măsurătorilor

$$k(\lambda)l' > 5\,\frac{\lambda}{Ld}. \tag{14.25}$$

De exemplu, dacă $\lambda = 5000$ Å, $L = 5$ Å/mm și $d = 1$ mm, atunci pentru formarea unor cîrlige suficient de simetrice va fi necesară o lamă de fluorină (din figura 14.6, rezultă $k(\lambda) = 900$, pentru $\lambda = 5000$ Å) avînd o grosime mai mare ca 6 mm.

Fără discuție, condiția (14.25) poate fi realizată nu numai prin creșterea grosimii lamei, ci și prin mărirea lărgimii franjelor de interferență, d. Totuși nu se recomandă ca pe spectrogramă să rămînă mai puțin de cel puțin cîte două cîrlige de fiecare parte a liniei.

Interferometrul. În principiu nu are nici o importnță ce fel de interferometru se folosește pentru studiul dispersiei anomale.

Rojdestvenski și-a început lucrările cu un interferometru Michelson, apoi, nemulțumit de deplasarea continuă a franjelor datorită temperaturii, a încercat să obțină rezultate mai bune cu interferometrul Jamin. Nici acesta însă nu a fost la înălțimea așteptărilor, deoarece lamele de sticlă groase ale interferometrului se încălzeau foarte lent de fascicule luminoase intense, produse de o sursă cu arc electric. Aceasta provoacă o deplasare continuă a franjelor. Cele

mai bune rezultate au fost obținute cu un interferometru cu patru oglinzi (fig. 14.1), care a devenit tradițional în studiul dispersiei anomale. Acest aparat se numește interferometru Rojdestvenski.

Ca schemă optică el este analog interferometrului Mach-Zehnder. Însă în interferometrul lui Rojdestvenski oglinzile de la fiecare cap sînt fixate paralel una cu alta și se poate roti numai întregul cap unul față de altul. În interferometrul Rojdestvenski se observă franje de egală înclinare, localizate la infinit (sau în planul focal al obiectivului).

În interferometrul Mach-Zehnder fiecare oglindă are grade de libertate de rotație ; datorită acestui fapt se pot modifica orientarea, lărgimea și domeniul de localizare al franjelor care se formează.

Oglinzile interferometrului Rojdestvenski sint de obicei plăci din cuarț, din sticlă sau din fluorină, de grosime 4—10 mm și de diametru pînă la 50—60 mm. Oglinzile netransparente au suprafețe mici, prelucrate cu o precizie de pînă la 1/5—1/10 din franjă. Ele sînt acoperite în întregime cu un strat reflectant continuu, în primul rînd din aluminiu, iar uneori cu un sistem de straturi de dielectric de bandă largă, calculat pentru un unghi de incidență de 45°. Oglinzile semitransparente trebuie să fie plane și plan-paralele pînă la 1/5—1/10 din bandă.

O depunere optimă are coeficientul de reflexie, R, și coeficientul de transmisie, T, egale. Dacă ambele oglinzi semitransparente sint identice, ceea ce se și întîmplă de obicei, întrucît straturile de pe ele sînt depuse simultan, totuși chiar în cazul în care $R \neq T$ contrastul franjelor de interferență nu scade. Într-adevăr, fiecare fascicul trece o dată prin oglinda semitransparentă, dar se și reflectă o dată pe aceeași oglindă. În figura 14.10 este ilustrată dependența

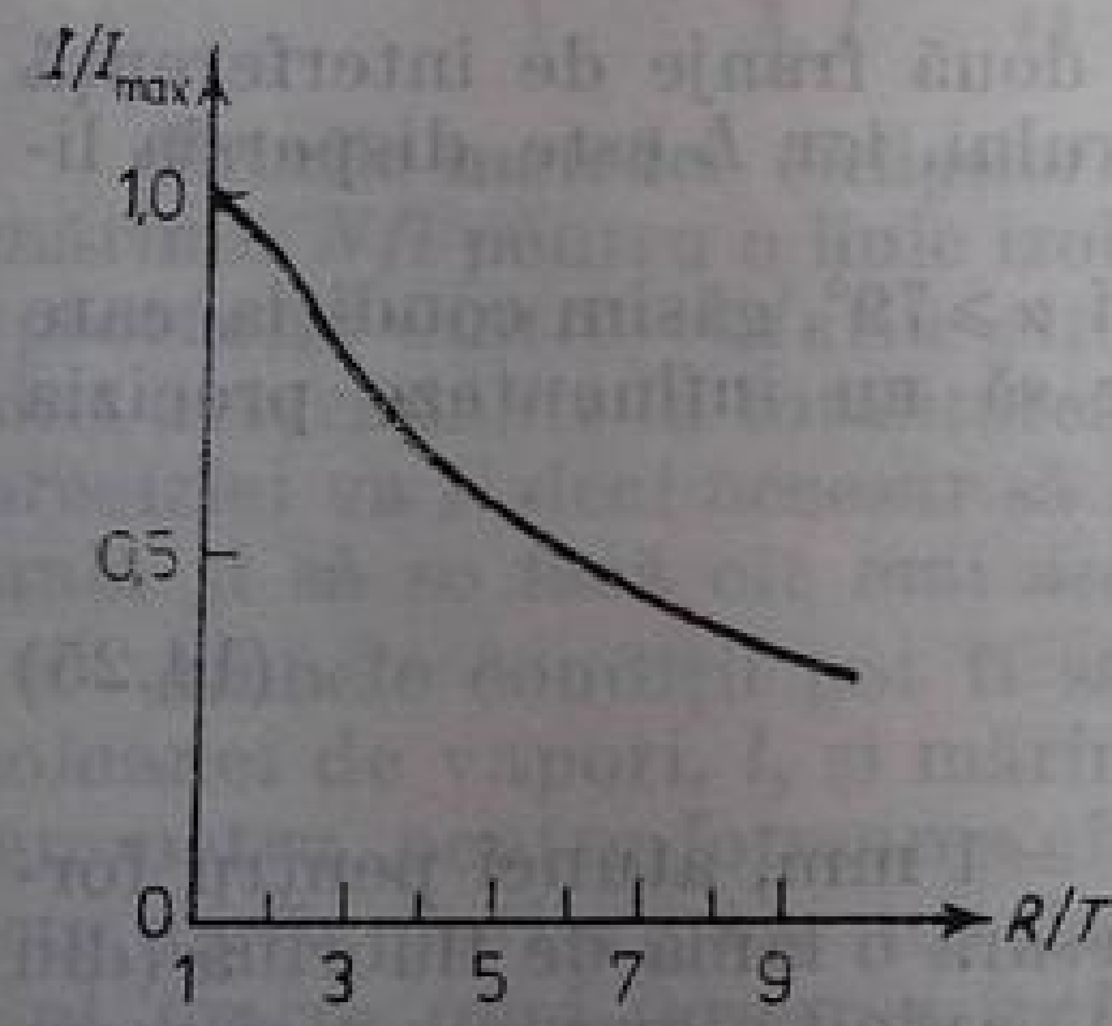


Fig. 14.10. Variația strălucirii tabloului de interferență în funcție de raportul dintre coeficientul de reflexie și coeficientul de transmisie ai oglinzilor divizoare de lumină ale interferometrului.

strălucirii tabloului de interferență de raportul R/T. Din acest grafic rezultă că nu se poate ajunge la o egalitate perfectă a coeficienților de reflexie și de transmisie. În cazul în care $R/T=2$, strălucirea tabloului de interferență scade cu numai 10%. Strălucirea se micșorează de două ori numai în cazul unui raport $R/T=6$.

Fiecare oglindă este presată de niște arcuri pe trei proeminențe sferice polizate. În procesul de fixare a paralelismului oglinzilor proeminențele se polizează ușor cu o perie din piele de antilopă, cu abraziv fin.

Trebuie menționat că modernele surse de spectru continuu cu arc sau pulsate, materiale de mare sensibilitate și spectrografe de mare luminozitate permit obținerea interferogramelor cu expuneri extrem de scurte (pînă la fracțiuni de microsecundă). Din această cauză, multe dintre avantajele interferometrului Rojdestvenski, care se referă în special la stabilitatea tabloului de

interferență, în prezent nu mai sînt foarte importante. Pentru rezolvarea unor anumite probleme este indicat să se folosească interferometrul lui Jamin sau a lui Rayleigh, mai simple, sau interferometrul cu două brațe, al lui Michelson, care este mult mai sensibil.

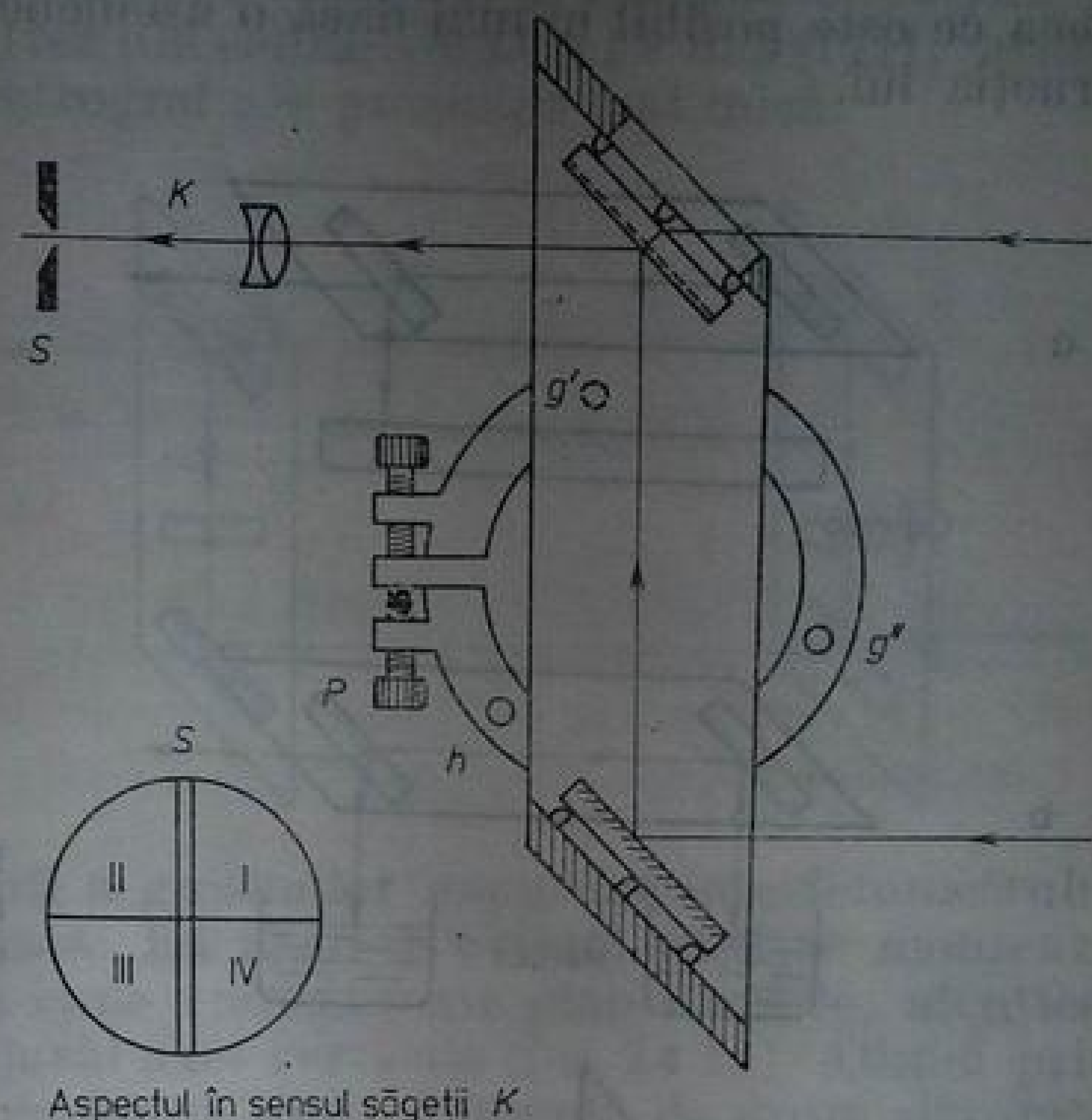


Fig. 14.11. Un cap de interferometru (vedere de sus).

Punerea la punct a tabloului de interferență. Ambele capuri ale interferometrului sînt perfect identice. Fiecare dintre ele se fixează pe un suport special cu ajutorul a trei piciorușe șuruburi (h, g', g'' din figura 14.11). Fiecare cap poate fi mișcat, de asemenea, în jurul unei axe verticale. Pentru punerea la punct a tabloului de interferență se folosește de obicei capul cel mai apropiat de spectrograf. Prin rotirea lui în jurul axei verticale, unghiul b dintre fasciculele care interferează rămîne constant, variind numai diferența de drum dintre ele. Din această cauză, distanța dintre franjele de interferență după verticală, d, nu se modifică prin rotirea șurubului variind numai panta franjelor vizibile în spectru. Orizontalitatea franjelor observate în planul focal al spectrografului indică faptul că diferența de drum nu este mare. În acest caz franjele se pot observa de obicei în lumină nedescompusă, direct pe fanta spectrografului. Prin rotirea cuțitului h, capul se învîrte în jurul axei $g'g''$. În acest caz se modifică numai unghiul b, sub care se întîlnesc fasciculele (v. fig. 14.2). Acest unghi determină distanța pe verticală dintre franjele de interferență. Prin urmare, prin rotirea cuțitului h se modifică lărgimea franjelor. Lărgind franjele, se poate ajunge la o franjă „infinit largă", care corespunde paralelismului strict dintre toate cele patru oglinzi ale interferometrului. Prin rotirea în continuare a cuțitului h în același sens, franjele se îngustează (trecerea la unghiuri b de semn contrar). Ambele reglări (înclinarea și lărgimea franjelor) sînt complet independente numai în cazul unor aparate realizate cu multă acuratețe. Înainte de formarea coloanei de vapori și de introducerea în interferometru a lamelor pentru formarea cîrligelor, franjele din planul focal al spectrografului trebuie să fie orizontale. Lărgimea franjelor se ia astfel încît pe înălțimea spectrului să încapă cîteva franje (de obicei, 3—4).

Punerea la punct a capurilor interferometrului constă în ajustarea paralelă a oglinzilor și în egalarea distanțelor dintre ele în ambele capuri. Paralelismul se controlează cu ajutorul unui autocolimator, de preferință cu scala în secunde.

Pentru control este necesară o oglindă de calitate (fig. 14.12 a) ale cărei dimensiuni depășesc distanța dintre oglinzile interferometrului. Oglinda se fixează vertical. În locul ei se pot folosi două vase cu mercur (fug. 14.12 b), însă în acest caz este necesar să se rotească capurile interferometrului cu 90°, ceea ce este posibil numai dacă o asemenea poziție a fost prevăzută prin construcția lui.

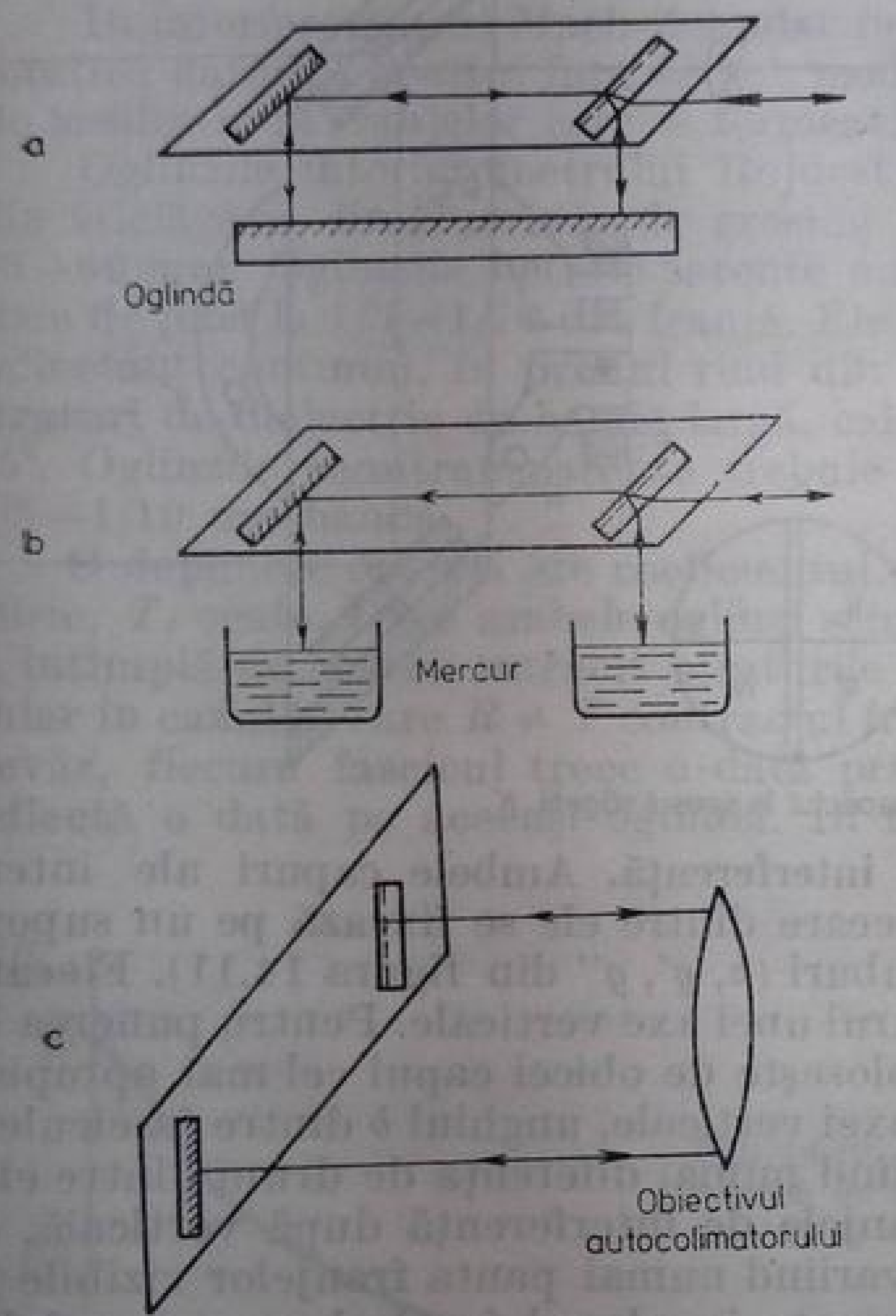


Fig. 14.12. Punerea la punct a capului interferometrului : a — cu ajutorul unei oglinzi ; b — cu ajutorul unor oglinzi de mercur ; c — direct cu un autocolimator.

Interferometrele cu distanțe mici între oglinzi se pot pune la punct direct cu ajutorul unui autocolimator care are un diametru al obiectivului suficient de mare (fig. 14.12 c).

O altă problemă a punerii la punct o constituie egalarea grosimilor capurilor. Un interferometru cu capurile de aceeași grosime dă în lumină albă franje de interferență orizontale. Dacă franjele formează cu fanta verticală a spectrografului un unghi diferit de 90°, aceasta înseamnă că grosimile capurilor nu sînt perfect egale. Totuși o mică înclinare a franjelor (10—15°) nu afectează calitatea tabloului de interferență. În acest caz nu mai este nevoie să acordăm prea multă atenție faptului ca distanțele dintre oglinzile din capuri să fie perfect egale.

Diferența dintre grosimile capurilor, Δ, poate fi ușor determinată folosind formula

$$\Delta = \frac{\lambda}{\sigma} \; \frac{\cos \omega}{2} \tag{14.26}$$

(aici prezentăm metoda descrisă de Rojdestvenski în unul dintre caietele sale de laborator) σ fiind lățimea unghiulară a franjelor, iar ω — unghiul pe care îl fac franjele cu fanta.

Pentru determinarea lățimii unghiulare a franjelor se măsoară lățimea lor pe un ecran care se așază succesiv, la diferite distanțe de interferometru. În acest caz, evident, nu se folosește optică de proiecție.

Rămîne să mai stabilim care dintre cele două capuri ale interferometrului are o grosime mai mare. Dacă prin coborîrea cuțitului h, franjele ce se văd pe fantă după direcția K (v. fig. 14.11), trec din cadranele II și IV în I și III, atunci capul care este mai apropiat de spectrograf are grosimea mai mică.

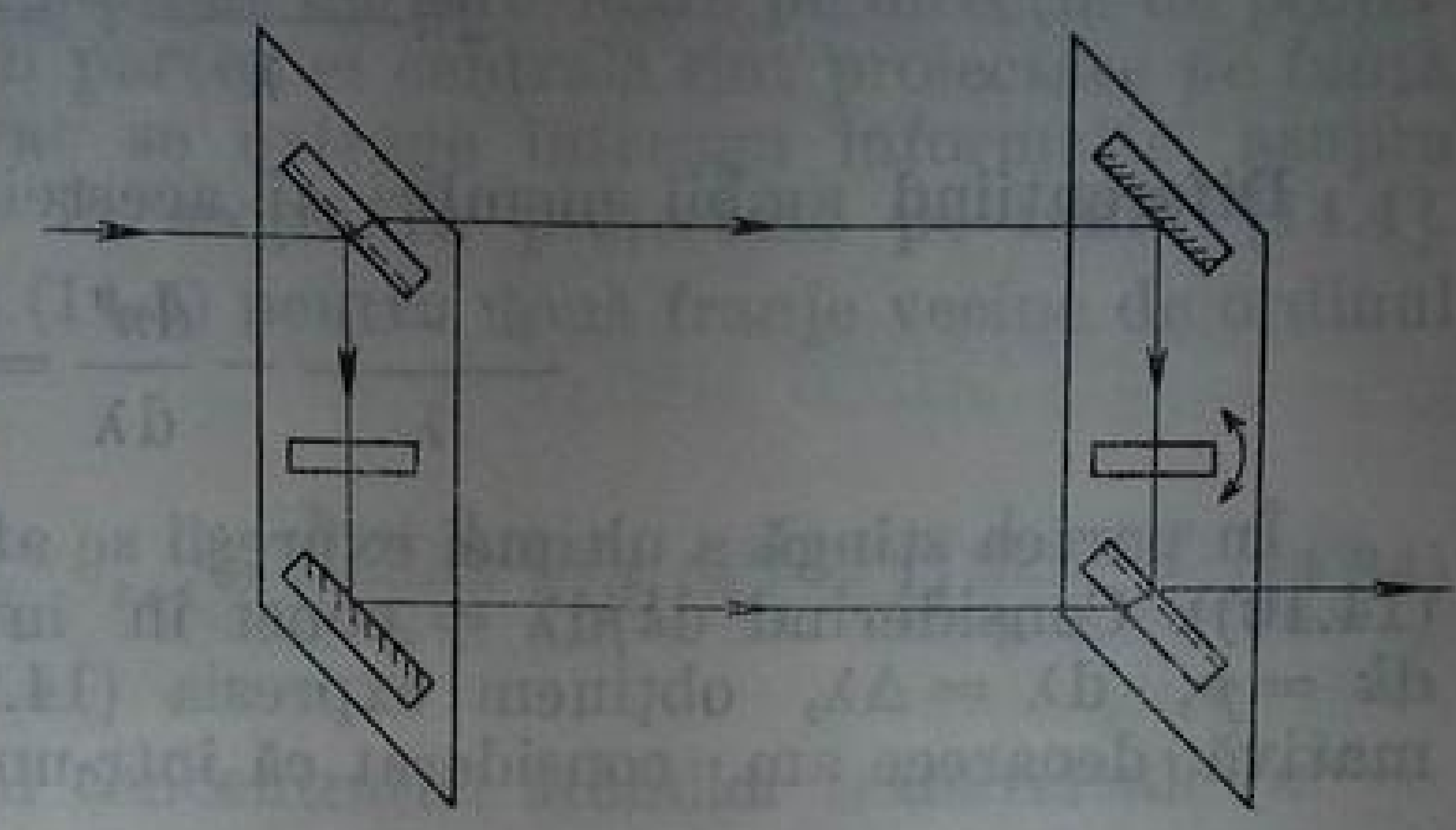


Fig. 14.13. Schema pentru egalarea grosimilor capurilor unui interferometru cu ajutorul unor lame plan-paralele.

Remarcăm că o egalizare strictă a grosimilor capurilor interferometrului este o operație de durată și migăloasă. Ea poate fi evitată dacă se montează pe fiecare cap cîte una dintre două lame transparente plan-paralele, identice, dintre care una să se poată roti în jurul axei verticale (fig. 14.13). Atunci prin înclinarea acestei lame se poate anula foarte exact diferența de drum datorată diferenței în grosime a capurilor.

Lame care se introduc în interferometru, pentru formarea cîrligelor. Condițiile de precizie în confecționarea lamelor care servesc la formarea cîrligelor sînt analoage condițiilor pe care le îndeplinesc și alte piese ale unui aparat interferometric : ele nu trebuie să introducă în frontul de undă deformări mai mari decît $\lambda/4 - \lambda/10$.

O lamă se confecționează de obicei din fluorină, uneori din fluorură de litiu sau din cuarț topit. Lamele de sticlă sînt mai puțin potrivite, deoarece compoziția sticlei și, prin urmare, indicele de refracție nu este prea bine determinat, ca în cazul primelor materiale. Din această cauză, pentru sticlă constanta $k(\lambda)$ nu poate fi calculată cu ajutorul formulei (14.10), ci trebuie determinată experimental, adică cu o precizie mult mai mică.

Formulele de interpolare pentru calculul indicelui de refracție ale cuarțului topit și ale fluorinei, la temperatura de 25°C au, respectiv, forma [14.3]

$$n^2 = 2{,}978645 + \frac{0{,}008777808}{\lambda^2 - 0{,}010609} - \frac{84{,}06224}{96{,}00000 - \lambda^2}, \qquad (14.27\ \text{a})$$

$$n^2 = 1 + \frac{0{,}5675888\ \lambda^2}{\lambda^2 - (0{,}050263605)^2} + \frac{0{,}4710914\ \lambda^2}{\lambda^2 - (0{,}1003909)^2} + \frac{3{,}8484723\ \lambda^2}{\lambda^2 - (34{,}649040)^2}, \qquad (14.27\ \text{b})$$

în care λ este lungimea de undă în micrometri.

În vederea determinării experimentale a constantei $k(\lambda)$ trebuie ca tabloul de interferență să fie perfect pus la punct, aducînd la orizontalitate franjele din spectrograf. Apoi, lama a cărei constantă $k(\lambda)$ se determină trebuie introdusă într-unul dintre brațele interferometrului.

Numărînd numărul de franje, p, dintr-un anumit interval spectral $\Delta\lambda$ (de la $\lambda - \Delta\lambda/2$ pînă la $\lambda + \Delta\lambda/2$), se poate calcula mărimea $k(\lambda)$ cu ajutorul

formulei

$$k(\lambda) = \frac{p\lambda}{l'\Delta\lambda} \tag{14.28}$$

Într-adevăr, diferenţa de fază introdusă în interferometru, pentru o anumită valoare a ordonatei tabloului de interferenţă, va fi

$$2\pi \frac{(n' - 1)}{\lambda} l' = 2\,k\pi. \tag{14.29}$$

Diferenţiind ambii membri ai acestei egalităţi, avem

$$\frac{n' - 1}{\lambda} - \frac{\mathrm{d}n'}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\lambda}\frac{\lambda}{l'}. \tag{14.30}$$

În partea stîngă a ultimei expresii se află mărimea căutată, $k(\lambda)$ (v. relaţia (14.10)). Considerînd $\mathrm{d}k/\mathrm{d}\lambda = \text{const}$ în întregul interval $\Delta\lambda$ şi înlocuind pe $\mathrm{d}k = p$, $\mathrm{d}\lambda = \Delta\lambda$, obţinem expresia (14.28). Expresia (14.28) este aproximativă, deoarece am considerat că într-un interval finit $\Delta\lambda$

$$\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\lambda}\left[\frac{n' - 1}{\lambda} l'\right] = \text{const}. \tag{14.31}$$

Acest fapt este valabil numai în cazul în care ecuaţia de dispersie a lamei are forma

$$n' - 1 = A\lambda^2 + B\lambda. \tag{14.32}$$

Într-adevăr, în cazul tuturor substanţelor transparente dependenţa $n' - 1$ de λ se exprimă aproximativ prin relaţia (mai exact, v., de pildă, (14.27))

$$n' - 1 = A'\lambda^{-2} + B'\lambda^{-1} + C'. \tag{14.33}$$

Cu toate acestea, determinarea lui $k(\lambda)$ cu ajutorul relaţiei (14.28) nu introduce de obicei erori mai mari ca $1 - 2\ \%$, deoarece coeficienţii A' şi B' din formula (14.33) sînt mici, iar intervalul $\Delta\lambda$ poate fi luat şi el mic.

Setul de lame de diferite grosimi se aşază într-un suport special (fig. 14.14), a cărui construcţie este prevăzută cu posibilitatea de a introduce reproduc-

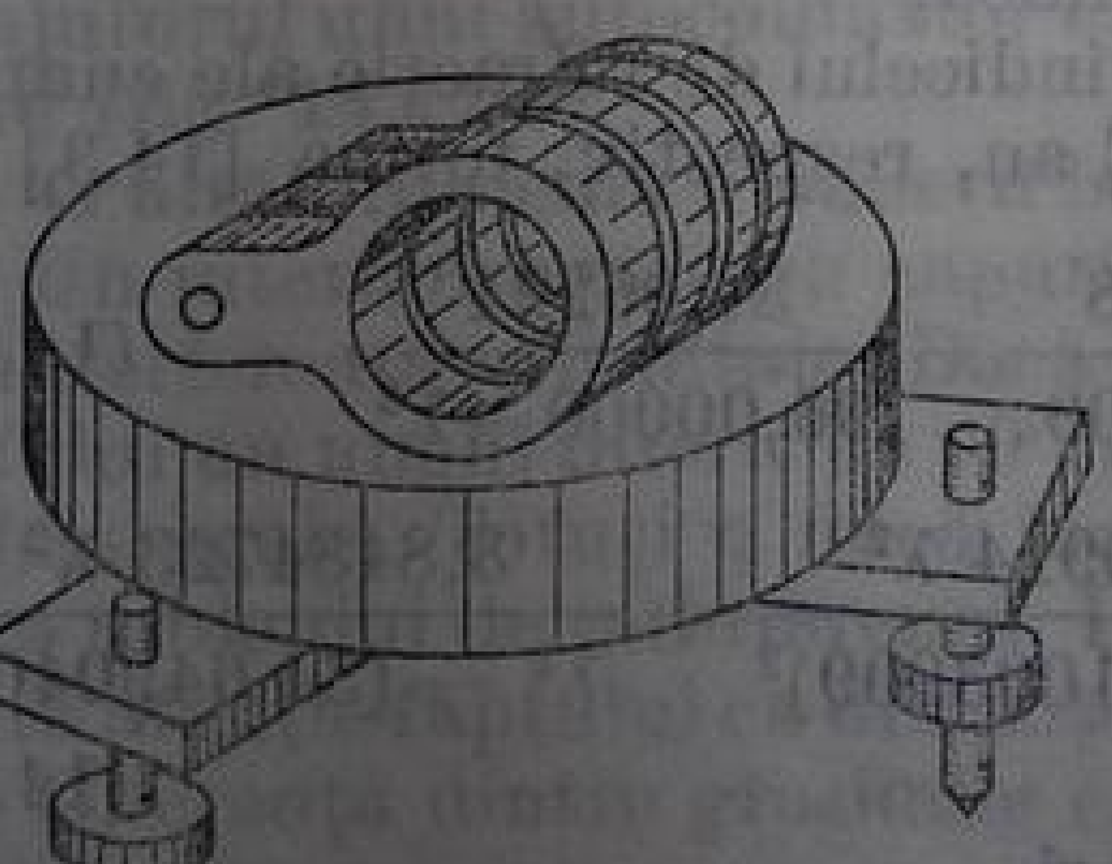


Fig. 14.14. Suportul pentru lamele care se introduc în interferometru pentru formarea cîrligelor.

tibil în fascicul orice combinaţie de lame. Trebuie acordată o atenţie specială fixării lamelor exact perpendicular pe fasciculul de lumină incident.

Metoda cîrligelor în cazul în care există un gradient transversal al concentraţiei atomilor. Metoda clasică a cîrligelor, descoperită de Rojdestvenski,

implică condiția ca coloana din gazul de studiat care este introdusă într-unul din fasciculele interferometrului să fie perfect omogenă pe întreaga secțiune a sa. În caz contrar franjele nu mai apar nete, ci estompate. Din această cauză, în condiții obișnuite, dacă nu există posibilitatea de a face ca coloana de vapori de studiat să fie omogenă, aceasta se diafragmează astfel încît fasciculul de lumină să ilumineze o zonă omogenă în secțiune.

Dacă totuși întinderea zonei de studiat nu este mare pe direcția de propagare a razei, iar franjele localizate în partea ei centrală sînt proiectate pe fanta spectrografului din tabloul observat se extrage întreaga informație asupra distribuției concentrației atomilor în secțiunea proiectată pe fantă [14.4].

Într-adevăr, să scriem condiția (14.5) pentru două franje vecine de ordinul k și de ordinul $k+1$,

$$y_k = \frac{k}{b}\lambda + (n' - 1)\frac{l}{b}, \quad y_{k+1} = \frac{k+1}{b}\lambda + (n'' - 1)\frac{l}{b}. \tag{14.34}$$

De aici, dacă există un gradient al concentrației atomilor transversal ($n'' - n' = \Delta n \neq 0$), se obține

$$\Delta y = y_{k+1} - y_k = \frac{\lambda}{b} + \Delta n \frac{l}{b}. \tag{14.35}$$

Astfel, întrucît mărimea Δn are semne diferite pe cele două laturi ale liniei, franjele se vor îndesi pe una din laturile liniei, rărindu-se exact cu tot atîta de cealaltă parte.

Introducerea lamei pentru formarea cîrligelor nu modifică acest raționament. Distanța dintre vîrfurile cîrligelor în ambele părți ale liniei (variabilă după înălțime, corespunzător gradientului de concentrație), cît și numărul de cîrlige care se formează de fiecare parte a liniei, permit obținerea distribuției concentrației atomilor.

În figura 14.15 este dată fotografia cîrligelor liniei cesiului 8521 Å, în cazul unui puternic gradient vertical al concentrației atomilor [14.5].

Fig. 14.15. Tabloul cîrligelor de la linia cesiului de 8521 Å, în prezența unui gradient vertical puternic al concentrației atomilor de cesiu [14.5].

Mărirea sensibilității metodei cîrligelor. Așa cum s-a mai remarcat, unul dintre neajunsurile metodei cîrligelor îl constituie sensibilitatea ei redusă. Creșterea sensibilității poate fi obținută prin mărirea numărului de treceri ale fasciculului prin stratul de vapori studiați. Un cîștig dublu în sensibilitate, în comparație cu interferometrul lui Rojdestvenski, îl dă interferometrul Michelson.

O altă posibilitate constă în folosirea unor adaptoare pentru a realiza parcurgeri multiple, pe bază de oglinzi semitransparente, care se introduc în ambele brațe ale interferometrului. Între oglinzile semitransparente se așază

cuva cu vapori şi lama plan-paralelă, care serveşte la formarea cîrligelor. O mică înclinare a uneia dintre oglinzi poate separa spaţial, pe fanta spectrografului, tablourile de interferenţă formate la trecerea luminii prin cuvă o dată, de trei ori, de cinci ori, în general de un număr impar de ori. Distanţele dintre cîrlige rămîn în toate cazurile aceleaşi, deoarece creşte în mod corespunzător numărul de treceri ale fasciculului prin lama de compensare. Fineţea cîrligelor şi precizia de măsurare se măresc prin trecerea multiplă a fasciculului. Prin înlăturarea lamei din spaţiul dintre oglinzi, distanţa dintre cîrlige creşte de $\sqrt{3}$, $\sqrt{5}$, $\sqrt{7}$,... ori.

§ 3. ALTE METODE DE STUDIU AL DISPERSIEI

Metoda superpoziţiei tablourilor de interferenţă, obţinute din spectru. Prin suprapunerea a două sau mai multe reţele ia naştere un tablou de franje caracteristic, denumit moar (fig. 14.16). Franjele de moar au proprietatea de a

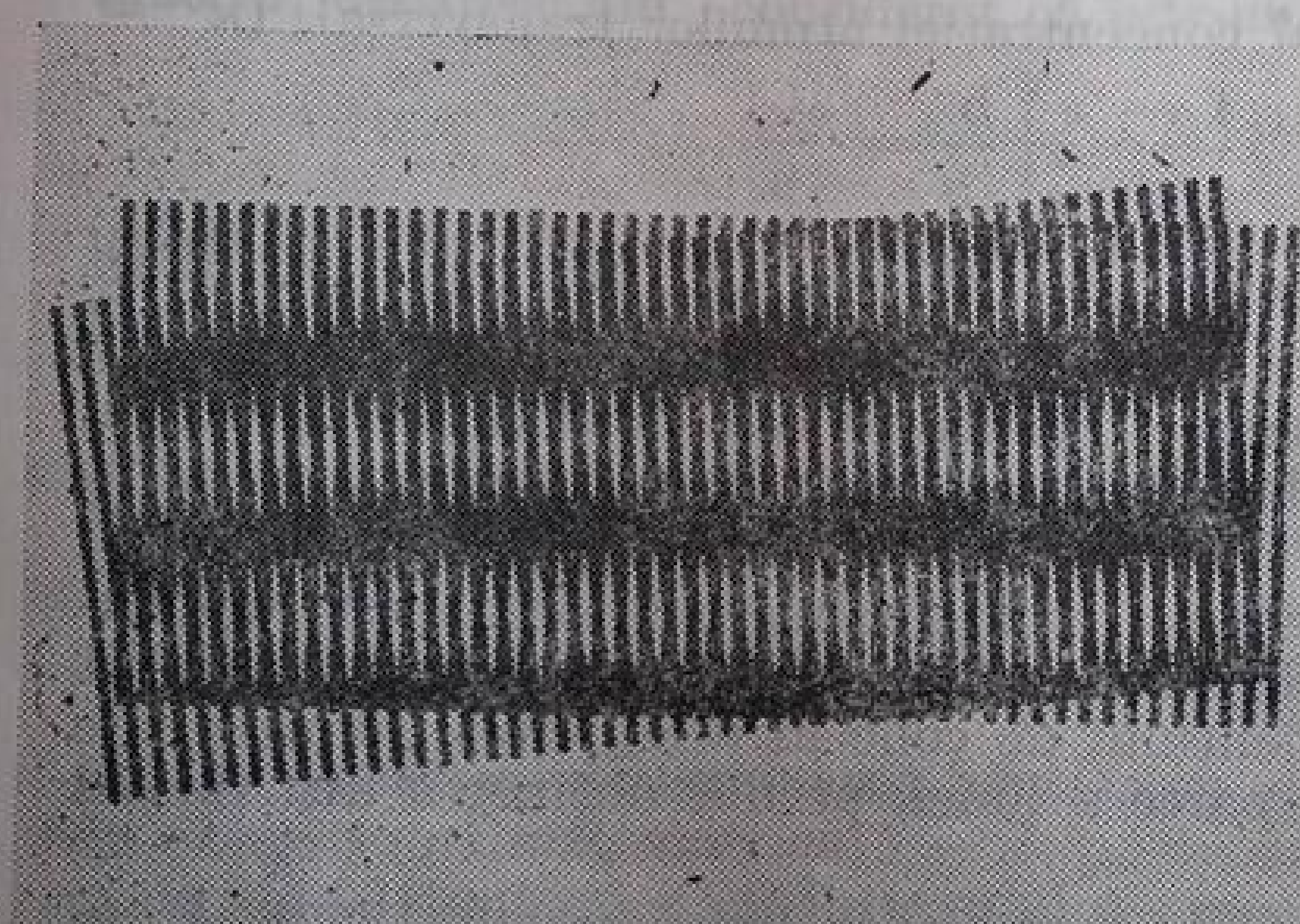


Fig. 14.16. Apariţia moarului.

scoate în evidenţă variaţia periodicităţii structurilor analizate şi deplasarea lor; de aceea, ele se folosesc de mult în scopuri analitice. Aceste franje, care se formează prin suprapunerea a două interferograme, ce corespund unor stări diferite ale procesului studiat, se pot folosi pentru înregistrarea variaţiilor tabloului de interferenţă. Suprapunerea se realizează de obicei prin fotografierea succesivă în acelaşi loc al plăcii fotografice a două interferograme, ceea ce permite să se tragă concluzii asupra modificărilor suferite de obiect. În punctele interferogramei în care perturbarea studiată modifică diferenţa de drum cu un număr impar de semiunde şi în care, prin urmare, se produce o deplasare a tabloului cu o semilărgime a franjei, o franjă şi jumătate ş.a.m.d. se constată estomparea benzilor de interferenţă, ceea ce creează desenul de moar.

Caracterul diferenţial al acestui efect prezintă o mare comoditate în măsurători. Nu mai este nevoie de punerea la punct iniţială foarte exactă a interferometrului; trebuie numai ca franjele să aibă o frecvenţă suficient de mare pentru ca estomparea franjelor să poată fi căutată imediat. Metoda suprapunerii franjelor de interferenţă poate fi folosită pentru înregistrarea unui cîmp de interferenţă bidimensional în lumină monocromatică [14.6] şi pentru observarea franjelor de interferenţă desfăşurate în spectru [14.7], [14.8]. În ultimul caz mărimea măsurată este lungimea de undă care corespunde dispariţiei

franjelor. Poziția estompării în cadrul spectrului și numărul său k determină complet variația diferenței de drum dintre fasciculele ce interferează ; diferența de drum survenită în intervalul dintre două expuneri este dată de expresia

$$\delta\left[(n-1)\frac{l}{\lambda}\right] = \frac{2k+1}{2}. \tag{14.36}$$

Variația refracției $\delta(n-1)$ poate fi determinată atît de variația densității gazului, de variația concentrației electronilor cît și de acțiunea însumată a ambelor cauze. În primul caz mărimea $\delta(n-1)$ nu depinde practic de lungimea de undă. O excepție o constituie regiunile spectrale din imediata vecinătate a liniilor de absorbție ale gazului, în care această dependență este exprimată prin formula (14.11). În al doilea caz variația refracției este proporțională cu pătratul lungimii de undă,

$$\delta(n-1) = \frac{e^2 \delta N_e}{2\pi m c^2}\lambda^2 \approx 4{,}5\cdot 10^{-14}\delta N_e \lambda^2. \tag{14.37}$$

În cazul general variația refracției este determinată de variația densității gazului, a concentrației particulelor care formează linia de absorbție, precum și de variația concentrației electronilor. Precizarea distinctă a tuturor acestor mărimi este posibilă numai dacă este determinată variația refracției pentru anumite lungimi de undă. În acest scop este necesar să se fixeze exact poziția din spectru a cîtorva estompări.

Utilizarea metodei suprapoziției în regiunile spectrului din vecinătatea liniei de absorbție permite determinarea valorilor lui $\delta(Nfl)$. Sensibilitatea și precizia acestei metode sînt apropiate de sensibilitatea și precizia metodei cîrligelor. Însă metoda cîrligelor întrece ca „putere de separare" metoda superpoziției. Prin această din urmă metodă sînt foarte dificil de studiat aglomerările strînse de linii. Asimetria dispariției liniilor este, de asemenea, cu mult mai mare decît asimetria cîrligelor. Din aceste cauze, folosirea metodei superpoziției pentru studiul dispersiei anomale este de preferat numai în cazurile în care argumentul hotărîtor este caracterul diferențial al acestei metode, necesar intrinsec într-o serie de experiențe. Deosebit de comod se determină cu ajutorul ei variațiile mici ale grosimii optice a stratului studiat.

Metoda superpoziției prin oglindire. O altă variantă a metodei superpoziției a fost propusă în lucrarea [14.9]. În metoda obișnuită a superpoziției sînt suprapuse succesiv în timp un tablou de interferență neperturbat și unul perturbat. Poziția estompării franjelor este determinată de perturbațiile introduse. În metoda suprapunerii unui tablou de interferență cu imaginea lui reflectată se formează concomitent și se suprapun două tablouri de interferență la fel perturbate. Însă datorită inversării prin oglindire, produsă de reflexia unuia dintre tablouri, ele au perturbațiile de semne contrare.

Prin urmare, în metoda suprapunerii prin oglindire este înregistrată o perturbare dublă, de aceea sensibilitatea ei va fi de două ori mai mare decît a metodei superpoziției obișnuite. Un alt avantaj este faptul că nu mai sînt necesare două expuneri : ambele tablouri de interferență — cel direct și imaginea lui reflectată — se obțin simultan.

Această metodă nu este însă o metodă diferențială, necesitînd deci o reglare inițială precisă a interferometrului, pentru a aduce exact la mijlocul fantei franja de ordinul zero, care reprezintă axa transformării prin simetria de oglindire a unuia dintre tablourile care se suprapun. Erorile de punere la punct

se vor însuma cu cele datorate perturbației studiate, astfel încît ele trebuie complet eliminate, dacă aceasta este posibil, sau trebuie să se țină cont foarte exact de ele.

Pentru transformarea simetrică prin oglindire a unuia dintre sistemele de benzi de interferență, se poate folosi sistemul de oglinzi dat în figura 14.17 a.

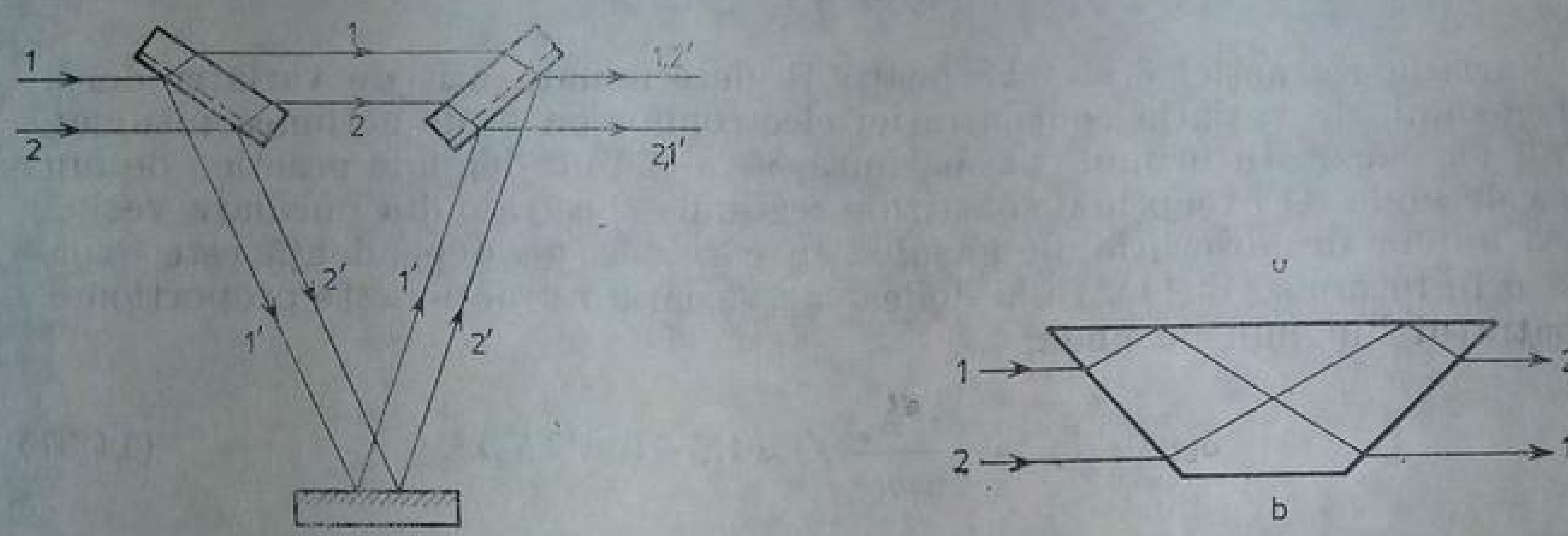


Fig. 14.17. Scheme pentru superpoziția prin oglindire : a — sistem de oglinzi ; b — prisma Dove.

Acest sistem trebuie fixat la ieșirea dispozitivului interferențial obișnuit (fig. 14.1), în fața obiectivului care proiectează franjele pe fanta spectrografului. Transmisia unui sistem ideal de acest tip avînd coeficienții de reflexie și de transmisie ai oglinzilor semitransparente $R = T = 0{,}5$, iar coeficientul de reflexie al oglinzii netransparente $R = 1$, este egal cu 0,5. Un sistem real de oglinzi nu transmite de obicei mai mult de 30—40% din lumina incidentă pe el.

O schemă care dă o luminozitate mai mare se bazează pe folosirea unei prisme Dove (fig. 14.17 b). Ea se introduce într-o jumătate din secțiunea fasciculului pentru a nu obtura cea de a doua jumătate, care nu trebuie să sufere reflexia.

În figura 14.18 sînt arătate cele două tablouri de interferență care se suprapun : tabloul direct (a) și tabloul reflectat (b). Tabloul suprapunerii franjelor lui a și b este arătat în figura 14.18 c.

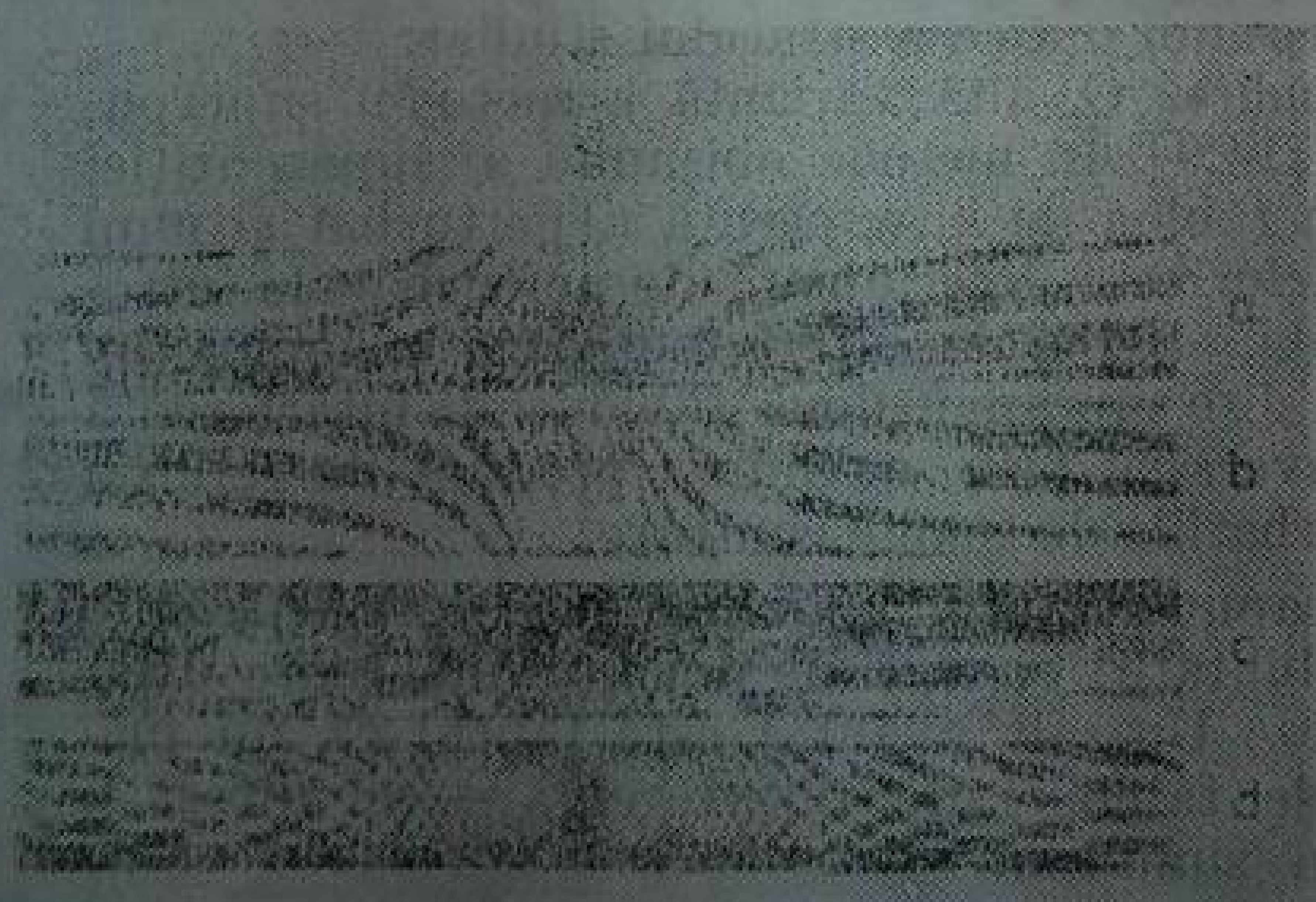


Fig. 14.18. Explicarea metodei suprapunerii prin oglindire : tabloul dispersiei în vecinătatea liniei stronțiului λ = 4606 Å ; b — același tablou după ce a suferit transformarea de oglindire față de franja de ordinul zero ; c — tabloul suprapunerii prin oglindire ; d—același tablou în cazul unei densități mari a vaporilor de stronțiu.

Metoda interferenței a trei raze. În această metodă [14.10] se desfășoară în spectru tabloul franjelor de interferență obținut cu un interferometru cu trei raze. Schema de principiu a instalației este dată în figura 14.19.

Tabloul de interferență obținut poate fi considerat ca suprapunerea a trei tablouri de interferență obținute cu două raze, date de fasciculele 1 și 2; 2 și 3; 3 și 1.

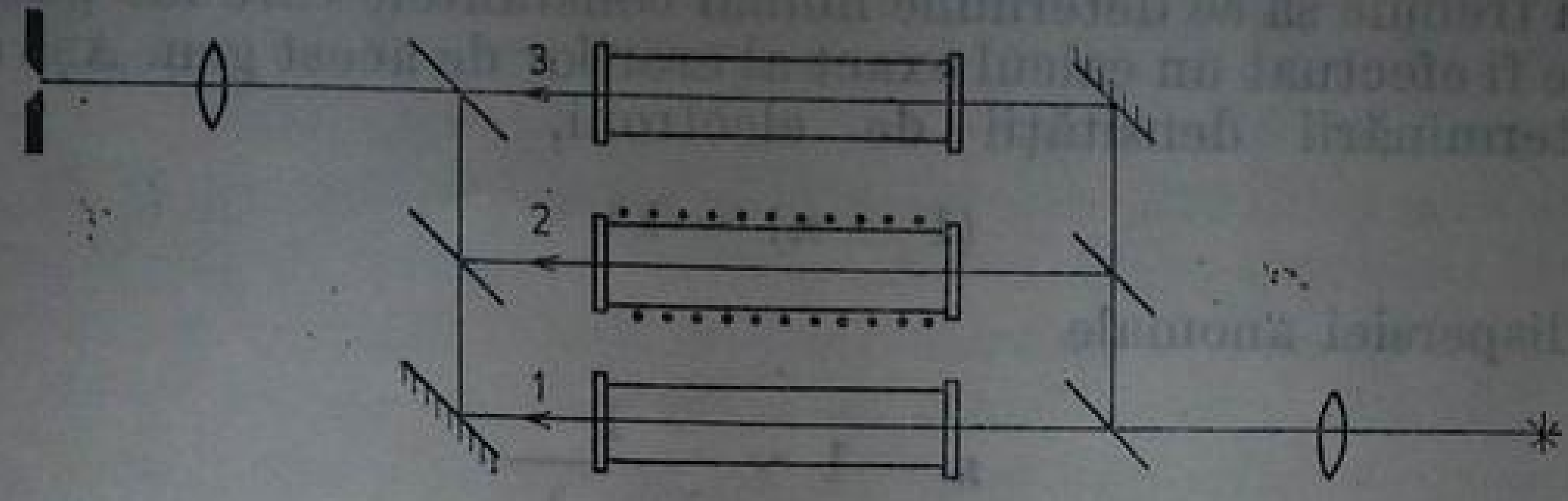


Fig. 14.19. Schema de principiu a unui interferometru cu trei brațe.

Primele două imagini sînt arătate în figurile 14.8 a și b. A treia imagine este dată de fasciculele neperturbate de diferența de drum studiată, reprezentînd un sistem de franje paralele, cu o frecvență de două ori mai mare. Prin introducerea în fasciculul 2 a vaporilor de studiat, franjele acestui sistem nu se deplasează, ele neavînd nici un rol constructiv în cadrul analizei (reduc întrucîtva contrastul estompărilor).

Sistemele de benzi 1 și 2; 2 și 3 fiind imaginile obținute prin oglindirea uneia față de alta, suprapunîndu-se dau un tablou analog tabloului de interferență din metoda suprapunerii prin oglindire (v. fig. 14.18 c, d și 14.20).

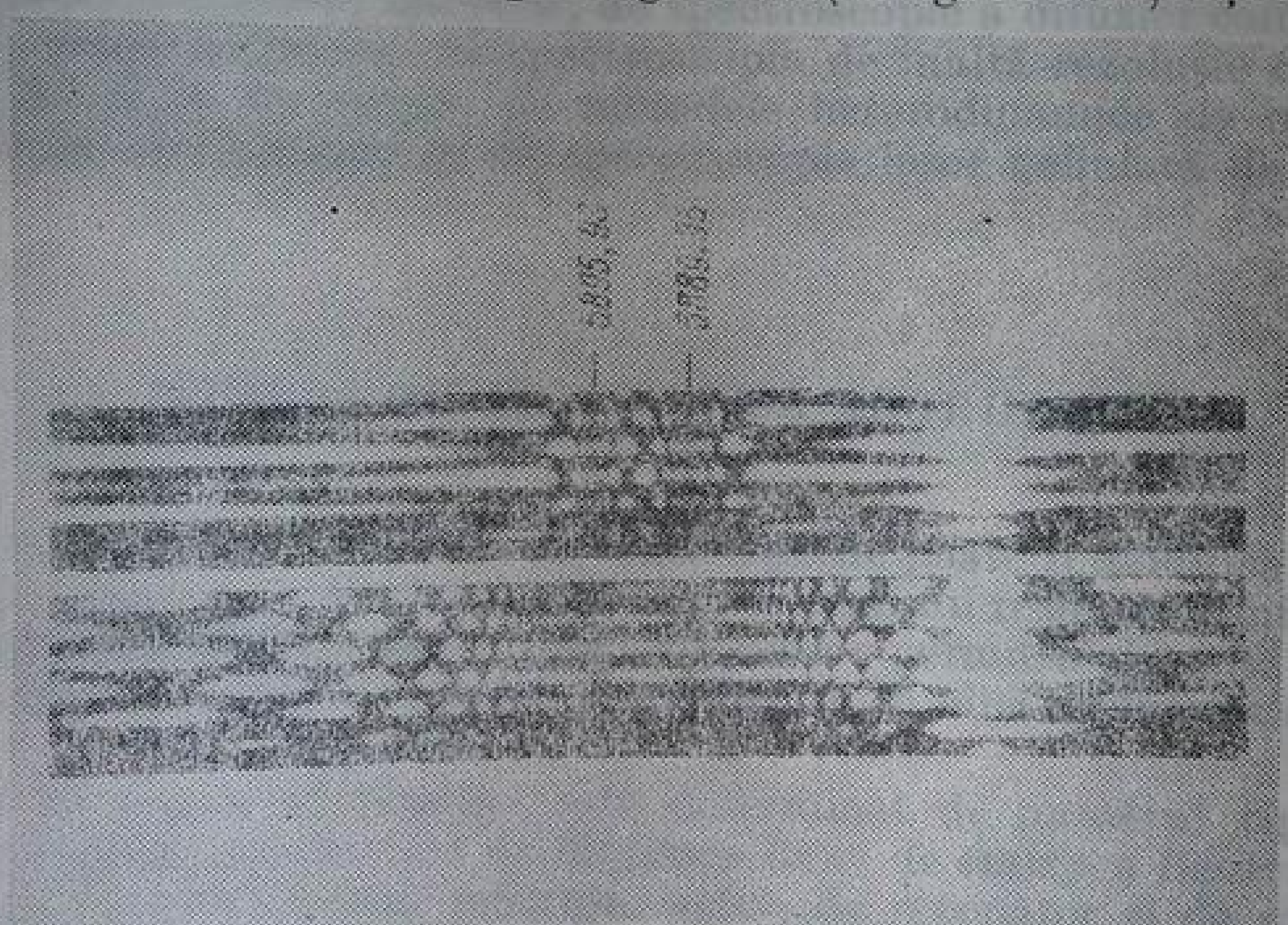


Fig. 14.20. Interferograme de dispersie obținute cu trei raze în vapori de sodiu, pentru diferite densități ale vaporilor [14.9].

Trebuie avut în vedere, desigur, faptul că, spre deosebire de metoda superpoziției, aici toate cele trei cîmpuri de interferență care se suprapun sînt coerente, se realizează compunerea amplitudinilor lor, în funcție de diferențele de fază respective și nu se însumează intensitățile. Însă acest lucru nu afectează mai deloc aspectul franjelor, cu atît mai mult cu cît în locurile corespunzătoare estompării franjelor, vibrațiile luminoase care se suprapun sînt în fază.

Poziția estompărilor, formulele de lucru pentru metoda celor trei raze, cît și sensibilitatea sînt aceleași ca și pentru metoda superpoziției prin oglindire. Ambelor metode le este comun și principalul neajuns: necesitatea aducerii franjei

de ordinul zero exact pe mijlocul fantei. Imprecizia acestei puneri la punct se reflectă asupra tuturor mărimilor măsurate. Însă în cazul studierii unui obiect la care este cunoscută dinainte legea de variație a diferenței de drum cu lungimea de undă și trebuie să se determine numai constantele care fac parte din această lege, poate fi efectuat un calcul exact al erorilor de acest gen. Așa este, de pildă, cazul determinării densității de electroni,

$$(1 - n) \sim \lambda^2$$

și cazul dispersiei anomale

$$n - 1 \sim \frac{1}{\lambda - \lambda_0}.$$

În metoda obișnuită a superpoziției, eroarea de fixare exactă a franjei de ordinul zero nu afectează mărimile măsurate. În locul ei apare însă o altă eroare, determinată de deplasarea imaginii de interferență în intervalul de timp dintre cele două expuneri.

Capitolul 15

SPECTROSCOPIA LASER

Prin spectroscopie laser se înțelege totalitatea aparatelor și a metodelor de analiză spectrală în care se folosesc proprietățile specifice ale radiației laser, în primul rînd înalta monocromaticitate și densitatea spectrală deosebit de mare, puterea emisivă foarte înaltă, precum și producerea unei energii extrem de mari în volume foarte mici.

Folosirea acestor proprietăți ale laserilor a permis lărgirea substanțială a posibilităților metodelor spectroscopice tradiționale, precum și rezolvarea unor probleme principial noi, care pînă la apariția laserilor nici nu se abordau. Cercul problemelor științifice și practice, care se află în cîmpul vizual al spectroscopiei laser, este foarte vast. Cele mai importante direcții sînt legate de cercetările de analiză spectrală cu ajutorul laserilor, de spectroscopie a difuziei combinate, de studiu al absorbției neliniare, de spectroscopie de înaltă rezoluție cu ajutorul laserilor acordabili în frecvență, de metodele heterodinamice de măsurare a diferențelor mici de frecvență și de spectroscopia laser neliniară de înaltă rezoluție.

§ 1. LASERI CU FRECVENȚĂ ACORDABILĂ

Frecvența de emisie a laserilor de toate tipurile poate fi modificată în anumite limite. În laserii cu gaz mici modificări ale lungimii rezonatorului laserului, aplicarea unui cîmp electric sau magnetic exterior permit o anumită deplasare a lungimii de undă a radiației generate, care, firește, rămîne totdeauna în limitele lărgimii liniei de emisie spontană.

Spectrul de emisie al laserilor este determinat de numărul tipurilor de generare a vibrațiilor (moduri) și de lărgimea liniei de emisie a fiecăruia dintre ele. În funcție de proprietățile mediului activ, de rezonator și de regimul de lucru al unui laser, numărul de moduri poate oscila de la unu la cîteva sute. Pentru spectroscopie, cea mai mare importanță o are așa-numitul regim monofrecvență de generare. De obicei acest regim se realizează atunci cînd amplificarea în mediul activ depășește numai cu puțin pierderile sau cu ajutorul unor rezonatori speciali, în care pierderile pentru toate tipurile de oscilații sînt însemnate, cu excepția tipului de oscilație dorit, pentru care sînt foarte mici, obținîndu-se astfel selecția modurilor. În regimul monofrecvență. de regulă, lărgimea liniei de emisie a laserului este determinată de cauze tehnice : variația coeficientului de refracție a mediului, variația distanței dintre oglinzi din cauza vibrațiilor, paraziți acustici etc. În laserii cu gaz, de cea mai bună stabilitate, lărgimea liniei poate avea o valoare de 10^3 Hz ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-11}$).

Laserii cu corp solid şi în special laserii pe bază de coloranţi organici, cu rezonatori, fără elemente selectoare generează intervale spectrale destul de largi. Un laser cu rubin are lărgimea liniei de generare de circa 1 Å. Sticlele cu neodiu generează benzi cu o lărgime de aproximativ 10 Å, iar laserii cu coloranţi organici — care sînt folosiţi prioritar în spectroscopia laser — emit un întreg domeniu spectral continuu, care se întinde pe zeci şi sute de ångströmi. Se pare că laserul cu coloranţi organici este cel mai universal după proprietăţile sale. Adaptarea unui rezonator permite variaţia lină a lungimii de undă a radiaţiei laserilor în limitele întregii benzi de generare, iar un set de 8—10 coloranţi permite acoperirea întregului domeniu al spectrului, de la 2500 Å pînă în infraroşu [15.1], [15.2].

Acordarea frecvenţei radiaţiei într-un diapazon larg este posibilă şi pentru laserii cu semiconductori cît şi în cazul generatorilor parametrici. La aceştia din urmă variaţia lungimii de undă de generare se realizează prin rotirea cristalului, în care se produce mixajul a două frecvenţe optice [10.26].

Cea mai mare răspîndire în practica spectroscopică au căpătat-o laserii acordabili pe bază de coloranţi. Capacitate de generare au în primul rînd soluţiile în alcool ale coloranţilor organici, care prezintă benzi strălucitoare de fluorescenţă (această condiţie este necesară, dar nu şi suficientă; mulţi coloranţi cu fluorescenţă strălucitoare nu generează laseri). Excitarea generării se realizează de obicei cu lumină de la alt laser — laseri cu corp solid sau cu gaz — sau cu lumina unor lămpi pulsate (uneori se vorbeşte despre laseri cu coloranţi cu pompaj coerent şi pompaj necoerent; însă o asemenea terminologie este lipsită de sens fizic). Pentru îngustarea benzii de generare se folosesc rezonatori selectivi, în care pierderile pentru lungimea de undă aleasă sînt mici. În acest scop, în rezonator se introduc elemente dispersive, al căror rol îl îndeplinesc în primul rînd prisma, reţeaua de difracţie prin reflexie, etalonul Fabry—Pérot sau combinaţii ale acestor elemente. Scheme simplificate ale unor asemenea laseri sînt date în figura 15.1.

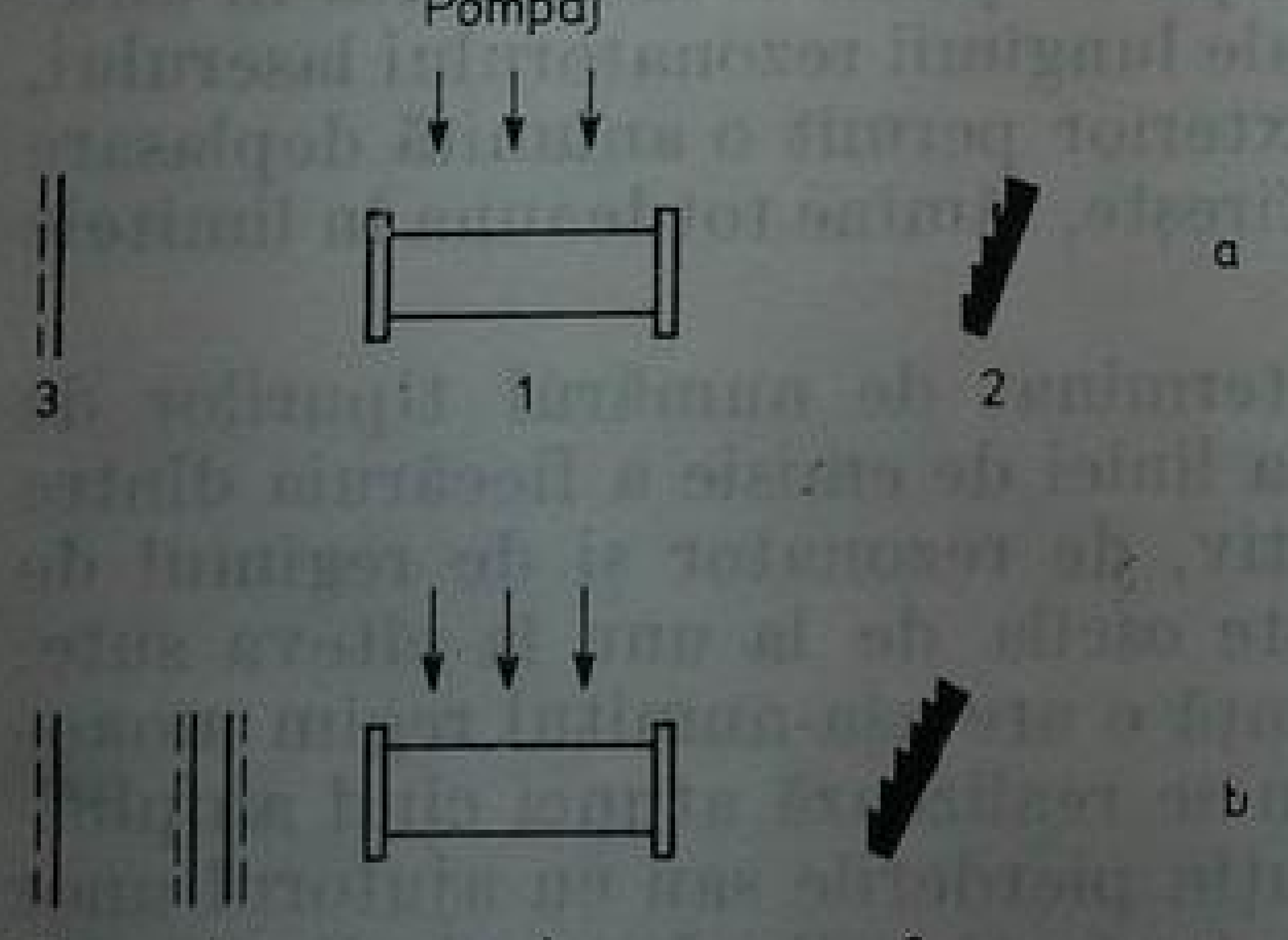


Fig. 15.1. Scheme de laseri coloranţi organici, cu frecvenţă acordabilă: a — cu reţea; b — cu reţea şi cu etalon Fabry-Pérot. 1 — cuvă; 2 — reţea de difracţie; 3 — oglindă semitransparentă; 4 — etalon Fabry-Pérot.

Laserii cu coloranţi pot genera linii cu lărgimea de 2—3 MHz (circa 10^{-5} Å), ceea ce este complet suficient pentru majoritatea experienţelor spectroscopice. Regimul de generare — pulsat, periodic sau continuu — este determinat de construcţia laserului. Puterea laserilor pulsaţi, pe bază de coloranţi, atinge cîţiva megawaţi.

Principalele caracteristici ale laserilor ЛОС–4 și ЛОС–3 cu frecvență acordabilă

	ЛОС–4	ЛОС–3
Gama de acordare, nm	575–610	330–610
Energia de generare la o lărgime a liniei de	15 nm – 0,5 J 0,2 nm – 0,3 J	2–15 nm – 5 – 10 J 0,5 nm – 0,1 – 1 J
Frecvența de generare a impulsurilor, Hz	0,5	0,1
Durata unui impuls	7μs	100 nm
Masa, kg	100	25

Energia unui impuls de generare poate fi de ordinul zecilor de jouli. Laserii cu funcționare continuă, care emit linii înguste, au o putere de 0,01–1 W.

În tabelul 15.1 sînt dați principalii parametri ai laserilor autohtoni, ЛОС–4 și ЛОС–3, cu pompaj optic (lampa ИФП–1200) și care au drept element dispersiv un interferometru Fabry–Pérot. Laserii de acest tip reprezintă de fapt o sursă care emite o radiație aproape monocromatică, a cărei strălucire este cu cîteva ordine de mărime mai intensă decît strălucirea radiației produse de un monocromator cu sursă obișnuită de lumină. Aceasta se datorește faptului că în orice sursă densitatea spectrală a radiației este de multe ori mai mică decît densitatea spectrală a radiației laser. Folosind un monocromator de înaltă rezoluție, de exemplu unul cu etalon Fabry–Pérot sferic, se poate separa dintr-o porțiune a spectrului continuu sau dintr-o linie largă un interval spectral la fel de îngust ca și cel pe care îl dă un monocromator cu laser. Însă strălucirea oricărui interval spectral separat din lumina emisă de orice fel de sursă este infimă față de strălucirea dată de un monocromator cu laser.

§ 2. APLICAȚII ANALITICE

Analiza de emisie. În analiza de emisie laserii servesc pentru evaporarea substanței probei și pentru excitarea spectrului. Utilizarea laserilor permite efectuarea de analize în condiții foarte pure, deoarece este eliminat complet spectrul electrozilor, care complică de obicei efectuarea analizei probelor nemetalice. Excitînd o scînteie laser într-un gaz, se pot analiza și amestecuri de gaze, fără ca rezultatele analizei să fie afectate de impurificarea datorară pereților și electrozilor tubului de descărcare, ceea ce este deosebit de important, mai ales în analiza spectrală a gazelor.

În cazul analizei probelor solide folosirea laserilor permite realizarea unei analize microspectrale locale [10.13]. Evaporarea probelor se produce prin focalizarea radiației laserului pulsat în punctul necesar al probei. În funcție de energia și puterea laserului se evaporează $10^{-8} - 2 \cdot 10^{-6}$ g de substanță, dintr-un crater cu diametrul de 20–200 μm. Excitarea se produce cu ajutorul luminii laser, în procesul evaporării sau, ceea ce este de obicei mai comod, printr-o descărcare electrică prin plasma care se formează.

În prezent se produc industrial instalații pentru analiza spectrală laser. Sensibilitatea absolută a analizei laser este de $2 \cdot 10^{-8} - 2 \cdot 10^{-6}$ g. Sensibilitatea relativă de determinare a majorității elementelor nu este prea mare: 0,05–0,1 %. În unele cazuri ea nu depășește un procent [15.3].

Analiza prin fluorescență. Laserii pe bază de coloranți cu frecvență acordabilă s-au folosit și pentru analiza prin fluorescență în flacără [15.4]. De exemplu, cu laserul (2,7-fluoresceină), acordat pe linia de rezonanță a barului,

$\lambda = 5535{,}5$ Å, s-a excitat în flacăra unui bec Bunsen fluorescența bariului, a cărei strălucire a fost măsurată. S-a obținut un grafic gradat liniar, cu o bună reproductibilitate, în domeniul de concentrații $10^{-4} - 10^{-3}$ % Ba.

O aplicație interesantă a analizei prin fluorescență o constituie cercetările de determinare a conținutului de atomi de sodiu din straturile superioare ale atmosferei [15.5, 15.6]. În aceste lucrări s-a folosit un radar optic, în care sursa de lumină a fost un laser cu colorant, care genera o linie cu lărgimea de 1,5 Å, în domeniul D_1 al liniei sodiului. Separarea spectrală a radiației s-a efectuat cu un etalon Fabry—Pérot. Laserul cu pompaj optic producea 5 imp/s, durata impulsului fiind de 0,4 μs. S-au observat impulsuri de fluorescență de rezonanță ale sodiului excitat la o înălțime de 80—100 km. Lumina fluorescenței era captată de o oglindă cu diametrul de 97 cm și trimisă pe un fotomultiplicator printr-un filtru de interferență de bandă îngustă. S-au putut face măsurători nu numai noaptea, ci și ziua. Distribuția în înălțime a fost măsurată din 2,5 în 2,5 km. Cantitatea totală de atomi de sodiu de la înălțimea de 80—100 km, mediată din măsurătorile efectuate în cinci nopți, este de $6 \cdot 10^{13}$ m^{-2}. Limitele superioară și inferioară sînt : $1{,}8 \cdot 10^{14}$ și $9 \cdot 10^{-2}$ m^{-2}.

Instalația de radar cu laser s-a folosit și pentru determinarea altor impurități din atmosferă după spectrele lor de difuzie combinată. La înălțimi de pînă la 1 km s-a putut determina conținutul în vapori de apă, O_2, N_2, H_2, SO_2, CO_2, NO, CO, H_2S, CH_4 și în alte gaze moleculare, cu o sensibilitate de pînă la 10^{-4} mol % [10.31].

Analiza de absorbție. Folosirea laserilor permite să se mărească substanțial sensibilitatea analizei de absorbție, întrucît permite determinarea unor absorbții mult mai mici decît metodele spectrale obișnuite. Mărirea sensibilității se obține prin plasarea cuvei de absorbție în interiorul rezonatorului laserului. În acest caz se observă două fenomene, care conduc la mărirea sensibilității.

Primul dintre ele este legat de mărirea grosimii efective a stratului absorbant, datorită reflexiilor multiple ale razelor pe oglinda rezonatorului. Acest efect se poate observa și simplu, prin așezarea cuvei între două oglinzi semitransparente, în absența mediului activ.

Un al doilea fenomen este determinat de mărirea pierderilor, datorită absorbției luminii, ceea ce provoacă o scădere a puterii de generare. Dacă energia de pompaj este cu puțin mai mare decît energia de prag, atunci chiar o absorbție neînsemnată poate duce la scăderea puterii de generare pînă la zero. Prin urmare, în acest interval de energii dependența puterii de generare de coeficientul de absorbție este foarte puternică. Dacă laserul generează o bandă largă, atunci în maximul liniei de absorbție se observă o stingere a generării.

Trebuie să remarcăm că ambele efecte descrise duc la o amplificare a absorbției, cu atît mai mare, cu cît este mai mare coeficientul de absorbție al substanței. Prin urmare, pe lîngă mărirea sensibilității, se observă și o îngustare a benzilor sau liniilor de absorbție, iar dacă ele au o structură prost rezolvată, atunci se îmbunătățește și separarea lor.

Primele experiențe cu stratul absorbant plasat în interiorul rezonatorului au fost efectuate cu vapori de sodiu și de iod. Ca sursă de lumină s-a folosit un laser cu radomină 6 G. A fost atinsă o sensibilitate cu două ordine de mărime mai mare decît în cazul folosirii metodelor spectroscopice obișnuite. Experiențe ulterioare, în care era studiată absorbția unei soluții de azotat de europiu, au arătat că energia de generare a unui laser scade cu 30 % prin introducerea unei soluții absorbante cu densitatea optică de 0,0004 [15.7, 15.8].

Rezonatorii cu substanță absorbantă se folosesc deja în analizorii de gaz industriali. Astfel, de pildă, una dintre liniile de absorbție ale metanului coincide ca lungime de undă cu linia de 3,39 μm a laserului cu He—Ne. Circulația aerului atmosferic prin celula absorbantă, care se află în interiorul rezonatorului laserului, permite depistarea prezenței în aer a unei cantități de metan atît de mici, încît ele aproape că sînt imposibil de detectat prin alte metode. O astfel de instalație este folosită pentru controlul pierderilor de gaz inflamabil.

Puterea mare de emisie a laserilor pe bază de coloranți a permis folosirea de noi metode de înregistrare a absorbției, bazate pe măsurarea energiei absorbite, nu pe măsurarea atenuării fluxului de lumină transmis. Aceste metode au făcut să crească spectaculos sensibilitatea și au permis să se măsoare coeficienții de absorbție foarte mici. Zgomotele receptorului și fluctuațiile sursei limitează practic măsurarea absorbției prin metode directe, la nivelul de 0,1 %. Dacă însă energia incidentă este mare, atunci chiar în cazul unor coeficienți de absorbție foarte mici energia absorbită poate fi suficient de mare pentru a înregistra variația temperaturii, a presiunii, a luminescenței etc. În domeniul infraroșu energia absorbită se măsoară, de exemplu, cu analizorul de gaz Veingherov, pe bază de efect optico-acustic [14], foarte răspîndit. Mai înainte, cînd nu exista tehnica laserilor, practic nu se foloseau receptoarele optico-acustice în domeniul optic al spectrului, deoarece în acest domeniu există numeroase receptoare mai eficace. Odată cu intrarea în uz a laserilor însă, cu puterile lor de emisie foarte mari, încălzirea mediului chiar în cazul unor coeficienți de absorbție mai mici de 10^{-8} cm^{-1} poate deveni suficientă pentru a fi înregistrate. Studiul absorbțiilor slabe este deosebit de actual pentru analiza propagării undelor luminoase în atmosferă, pentru cercetarea tranzițiilor interzise, pentru determinarea impurităților în cantitate mică.

Difuzia combinată. Lipsa unor surse de spectru de linii suficient de intense a limitat sau a împiedicat totdeauna folosirea difuziei combinate în scopuri analitice. Intensitatea mare și înalta direcționalitate a radiației laser permit focalizarea ei în volume extrem de mici și deci obținerea unor densități de radiație foarte mari. Aceasta permite efectuarea de analize pe baza spectrelor de difuzie combinată, în cazul unor cantități extrem de mici de substanță — pînă

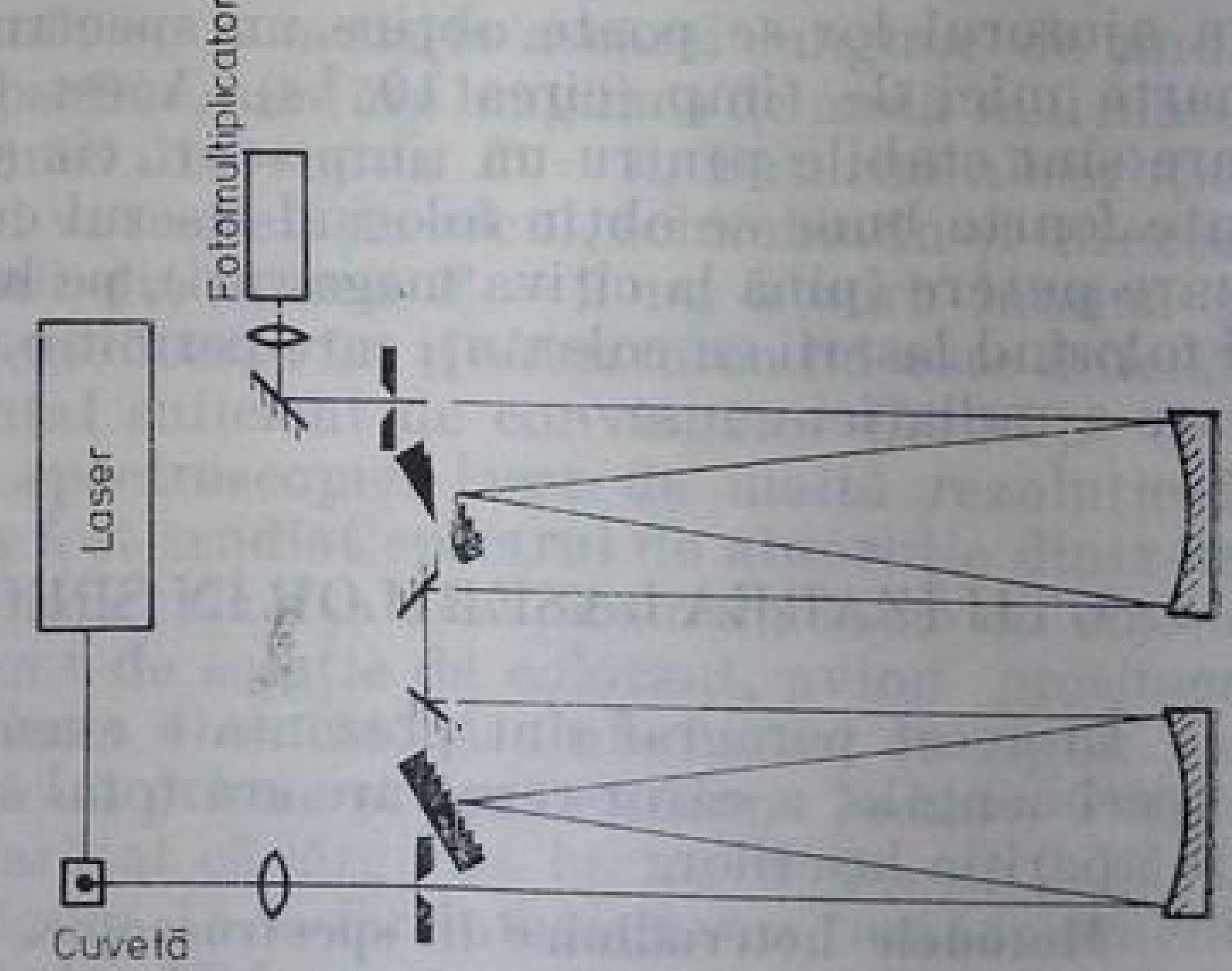


Fig. 15.2. Schema optică a spectrometrului cu laser, PH—1, al firmei Coderg (Franța) pentru studiul difuziei combinate.

la 10^{-9} g. În lucrarea [15.9] sînt descrise diferite variante constructive pentru spectrometrele cu laseri, destinate analizei pe bază de spectre de difuzie combinată. Schema unuia dintre aceste spectrometre este reprezentată în figura 15.2

Aparatul este destinat analizei spectrelor de difuzie a gazelor, cristalelor și lichidelor. Spectrul de difuzie combinată este analizat cu ajutorul unui monocromator dublu, termostatat. Ca sursă pentru pompaj este folosit un laser cu He—Ne, avînd puterea de 50 mW, cu o lungime de undă a radiației de 6328 Å. Este posibilă și folosirea altor laseri, de exemplu, al unui laser cu argon ($\lambda = 4880$ Å și $\lambda = 5145$ Å). În figura 15.3 este dat spectrul de difuzie combinată al ciclopentanului obținut cu acest aparat.

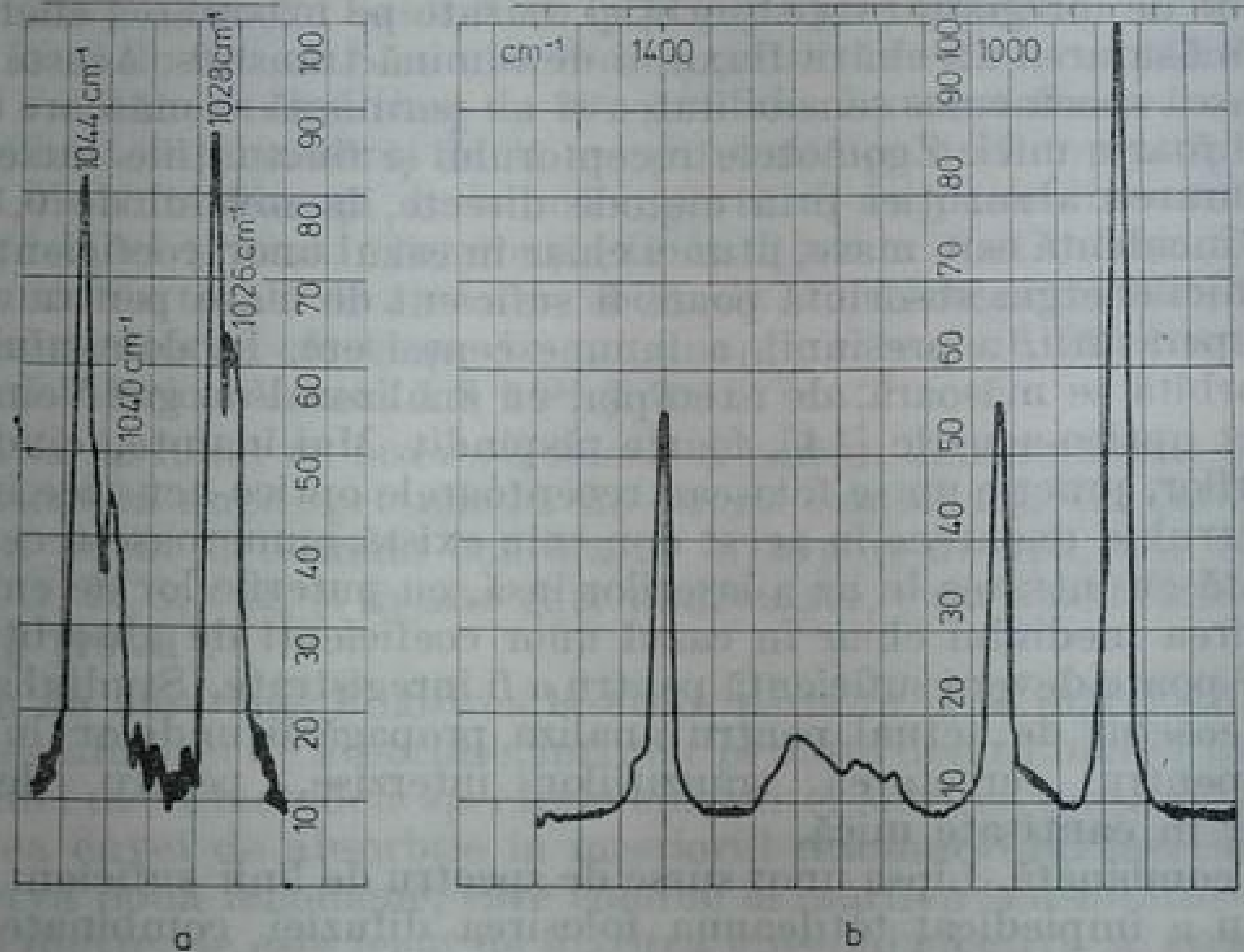


Fig. 15.3. Mostre de inregistrări ale spectrelor de difuzie combinată ale ciclopentanului la temperatura de 77 K (a) și la 128 K (b) obținute cu spectrometrul PH—1.

Pentru excitarea spectrelor de difuzie combinată se folosesc și laseri pulsați. Cu ajutorul lor se poate obține un spectru de difuzie combinată în intervale foarte mici de timp (circa 10^{-7} s). Acest fapt face posibil studiul produselor care sînt stabile pentru un timp scurt cît și cinetica reacțiilor chimice. Rezultate foarte bune se obțin folosind laserul cu azot, care generează o radiație de mare putere (pînă la cîtiva megawați), pe lungimea de undă de 3371 Å, precum și folosind laserii cu coloranți care permit o modificare fină a frecvenței de acordare a radiației emise.

§ 3. UTILIZAREA LASERILOR ÎN SPECTROSCOPIA EXPERIMENTALĂ

În acest paragraf sînt prezentate exemple de probleme ale spectroscopiei experimentale, a căror rezolvare era total sau aproape total imposibilă înainte de apariția laserilor.

Metodele heterodinice în spectroscopie. Dacă pe un fotomultiplicator ajung două fluxuri luminoase cu frecvențele circulare ω și $\omega + \Delta\omega$, atunci în urma interferenței lor se va observa un semnal de ieșire cu frecvența $\Delta\omega$. Cunoscînd valoarea lui $\Delta\omega$, care, în cazul componentelor structurilor hiperfină și izotopică, scade pînă în domeniul radiofrecvențelor, accesibil măsurătorilor, se poate deter-

mina distanța dintre aceste componente. Astfel de cercetări au fost efectuate și mai demult, însă în ultima vreme ele au căpătat o mare dezvoltare pentru măsurarea lărgimii liniilor înguste, generate de laserii cu gaz, și în rezolvarea altor probleme ale spectroscopiei laser.

Metodele heterodinice de înregistrare a fenomenului de bătăi optice au făcut posibile măsurători superprecise ale distanțelor dintre linii extrem de apropiate. Esența metodei poate fi urmărită luînd ca exemplu studiul liniei mercurului. Pe linia mercurului, de la 1,53 μm se observă generarea unei structuri izotopice pe fiecare dintre componente. Măsurînd frecvența pulsației, se poate determina intervalul dintre centrele liniilor, aparținînd unor izotopi diferiți. Precizia de măsurare a distanței dintre componente este determinată de precizia cu care se obține acordarea generării pe centrul fiecăreia dintre componente. În cazul liniei $\lambda = 1{,}53$ μm, intervalul dintre componentele care aparțin izotopilor ^{200}Hg și ^{202}Hg este egal cu 4336,5 MHz. El a fost măsurat cu o precizie relativă de 10^{-5} [15.10]. O asemenea precizie de măsurare a diferențelor mici dintre lungimile de undă nu a fost încă atinsă nici prin folosirea aparatelor cu cea mai înaltă putere de separare. Metodele heterodinice, ca și metodele spectroscopiei laser neliniare, expuse în continuare, sînt unice prin precizia măsurării distanțelor extrem de mici dintre componentele structurii hiperfine, componente care se află în limitele lărgimii Doppler.

Spectroscopia laser de înaltă rezoluție. Așa cum am mai spus, laserii cu coloranți pot genera linii a căror lărgime ajunge pînă la 2—3 MHz și, cu toate că această valoare este cu mult mai mare decît cea dată de cei mai buni laseri cu gaz, ea permite totuși studiul celor mai fine detalii ale conturului și ale structurii liniilor și benzilor spectrale. Ca exemplu, vom cita o lucrare în care a fost separat în componente un fascicul de atomi de sodiu după subnivelele structurii hiperfine. Pentru despicarea fasciculului, acesta a fost iluminat cu o linie laser care coincidea cu una dintre componentele structurii hiperfine a liniei NaI $2^2P_{1/2}$; $\lambda = 5896$ Å. Nivelul $^2S_{1/2}$ este scindat în două subnivele ($F = 1$; $F = 2$), conform cu valorile spinului nucleului atomului de sodiu, $I = 3/2$. Distanța dintre aceste subnivele este de 95 mK (despicarea termenului $^2P_{1/2}$ este de 6 mK). În fasciculul atomic numărul de atomi care se află pe subnivelul inferior și, respectiv, pe cel superior sînt în raportul $I : (I + 1)$, adică 3 :5.

La iluminarea fasciculului atomic cu o radiație a cărei lungime de undă coincide cu componenta structurii hiperfine, care are lungimea de undă mai mare, lumina va fi absorbită numai de atomii din starea $F = 1$. Datorită absorbției și reemisiei unei cuante, acești atomi vor suferi un recul, schimbîndu-și direcția vitezei și părăsind fasciculul. Atomii din starea $F = 2$ nu absorb lumină și rămîn în fascicul. Chiar dacă efectul este foarte fin și observarea lui este dificilă, el a fost pus în evidență experimental suficient de convingător [15.11].

Un alt exemplu de folosire a spectroscopiei laser de înaltă rezoluție îl constituie lucrarea [15.12], în care a fost studiat spectrul de absorbție dintr-un fascicul molecular. A fost studiată molecula I_2. S-a folosit un laser cu emisie continuă, cu radomină 6 G. Un curent de soluție de colorant, avînd grosimea în jur de 0,5 mm, a fost excitat cu linia $\lambda = 5145$ Å a unui laser cu argon. Ca elemente selectoare au fost folosite două prisme și două etaloane Fabry—Pérot. Analiza conturului liniei laserului a arătat că lărgimea lui nu depășește 2 MHz. Schema celulei laser este dată în figura 15.4, iar înregistrarea unui fragment din spectrul de absorbție al I_2, în figura 15.5.

Spectroscopia neliniară de ultraînaltă rezoluție [15.13, 15.14]. Cele mai importante rezultate din spectroscopia laser de ultraînaltă rezoluție sînt legate de obținerea rezonanțelor absorbției neliniare. În particular, în cazul analizei

tranzițiilor de vibrație-rotație a moleculelor, lărgimea acestor rezonanțe poate fi foarte mică, cu mult mai mică decît lărgimea Doppler. De aceea, aceste noi aplicații ale spectroscopiei laser neliniare au fost numite spectroscopie în interiorul lărgimii Doppler.

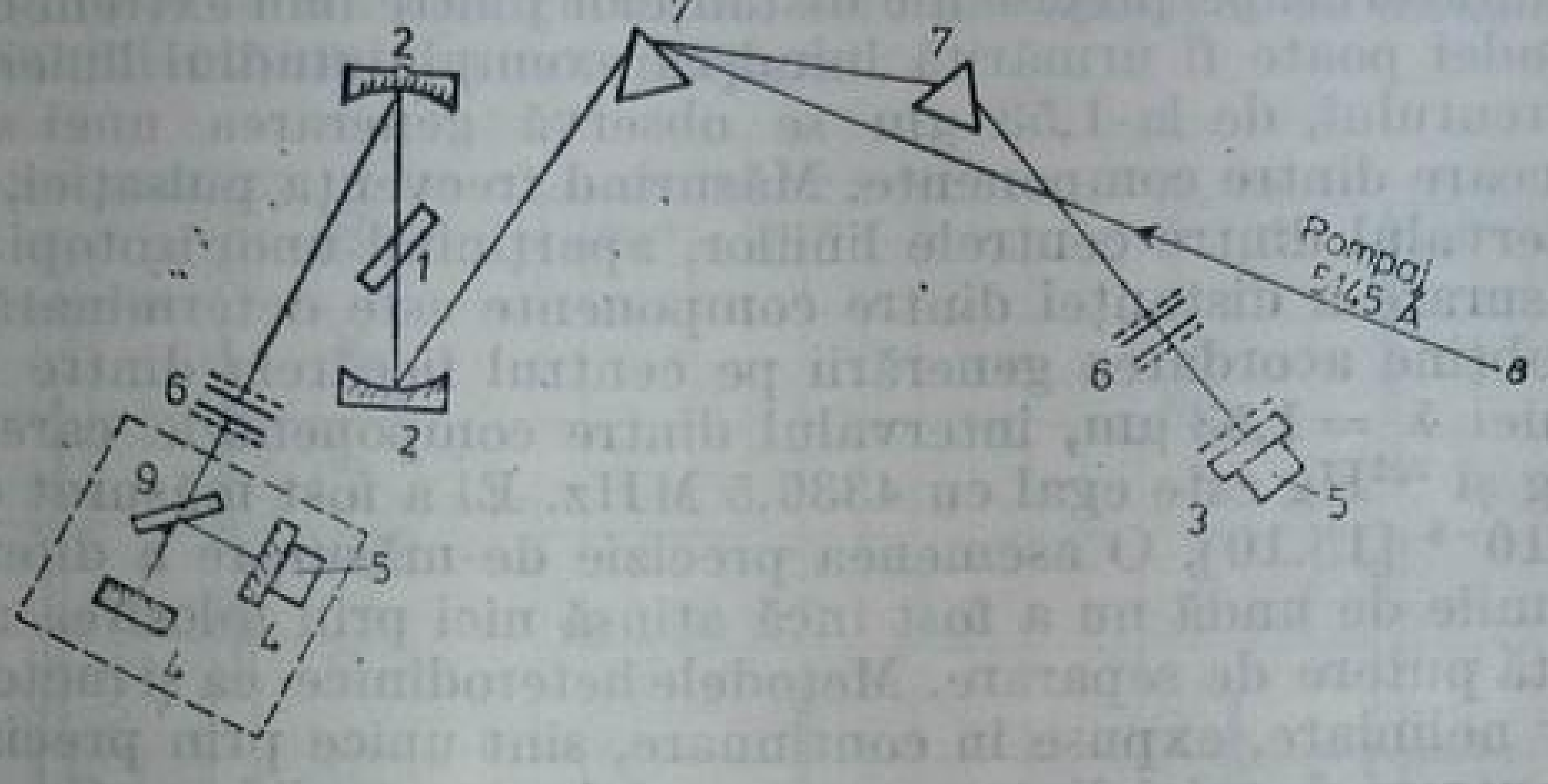


Fig. 15.4. Schema unui laser cu emisie continuă : 1 — soluție de colorant circulată ; 2 — oglinzile sferice ale rezonatorului ; 3 — oglinda de ieșire ; 4 — oglinda de selectare a modului ; 5 — piezoceramică ce deplasează oglinda ; 6 — etalon Fabry-Pérot ; 7 — prisme așezate la unghiul Brewster ; 8 — lumină de pompaj de la un laser cu argon ; 9 — lama divizoare de lumină a selectorului de mod.

Cazul apariției unei rezonanțe înguste pe fondul unui contur Doppler de absorbție larg îl vom analiza pe un exemplu simplu, referitor la interacțiunea a două unde, dintre care una este intensă și produce saturație, iar cealaltă slabă

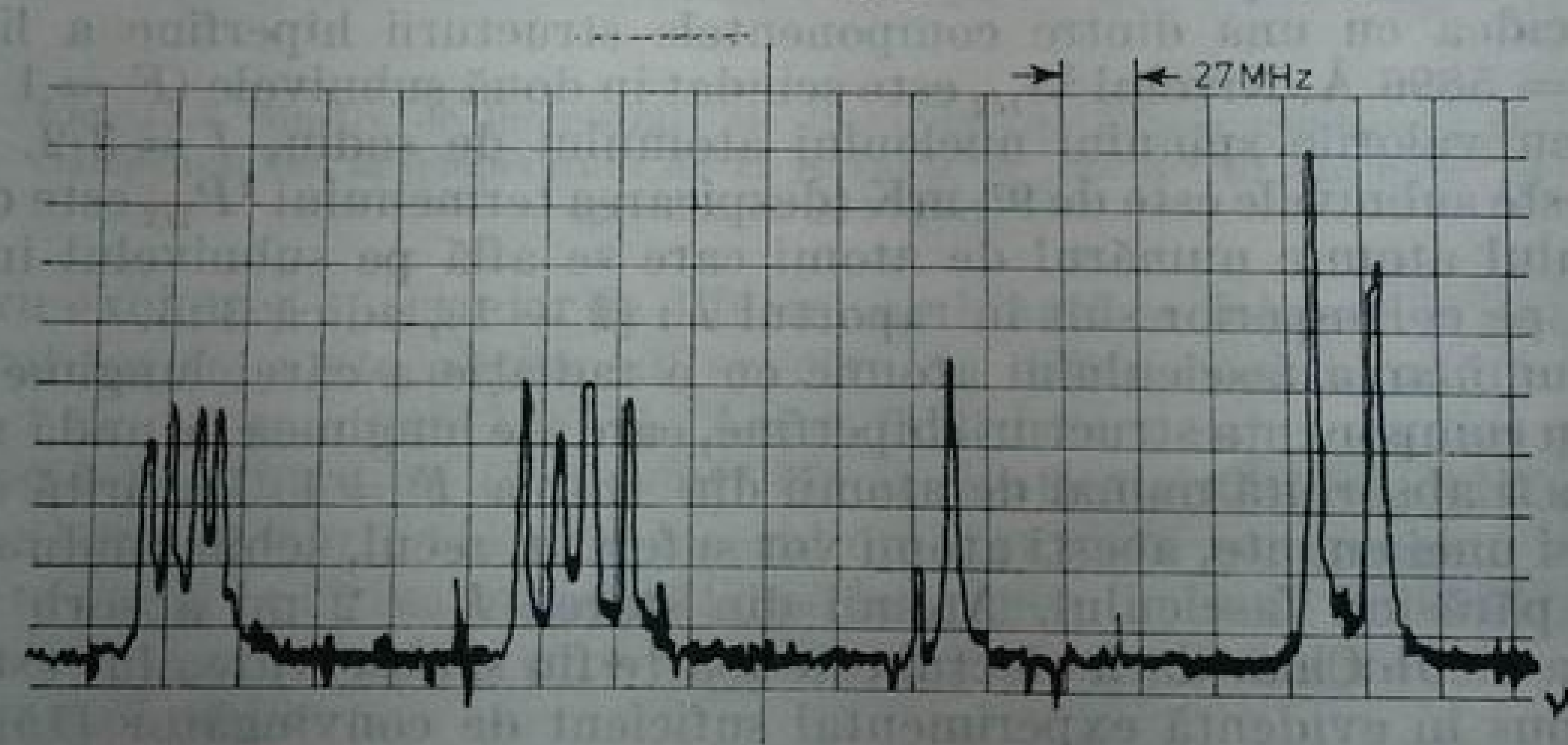


Fig. 15.5. Spectrul de absorbție al moleculei I_2 în regiunea liniilor D ale sodiului (spectrul este obținut într-un fascicul molecular).

[15.15, 15.16]. Lărgimea Doppler este neuniformă. Aceasta înseamnă că orice atom (sau moleculă) emite o linie a cărei formă se deosebește de forma liniei de emisie a întregului ansamblu. Diferența este determinată de deplasarea Doppler a frecvenței de emisie (de absorbție) a fiecărei particule în parte. Centrul liniei de emisie (de absorbție) a oricărei particule depinde de viteza ei, v,

$$\omega = \omega_0 + (\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{v}),$$

în care ω_0 este frecvența de absorbție a unui atom nemișcat, k și v fiind vectorul de undă și, respectiv, viteza atomului.

Lărgimea liniei de emisie, Γ, a unui atom individual este determinată de amortizarea spontană şi de ciocnirile cu particulele înconjurătoare. La presiuni mici ale gazului, lărgimea Doppler a liniei poate depăşi considerabil lărgimea liniei unei particule individuale (această lărgime este numită lărgime omogenă). În acest caz, o undă monocromatică plană, cu frecvenţa ω, va interacţiona numai cu atomi ale căror viteze satisfac condiţia de rezonanţă.

$$|\omega_0 + (\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}) - \omega| \leqslant \Gamma.$$

Dacă unda este intensă, atunci particulele de pe nivelul inferior trec pe nivelul superior. În consecinţă, popularea nivelului inferior se micşorează, iar a celui superior se măreşte. Este important că aceasta se întîmplă numai cu atomii care interacţionează cu cîmpul. La o anumită viteză a atomilor, în diferenţa dintre populările nivelelor se produce o denivelare puternică (o groapă). Se poate obţine o rezonanţă îngustă dacă se măsoară absorbţia unei unde de sondare slabă, de aceeaşi frecvenţă, care se propagă în întîmpinarea undei intense. Condiţia de rezonanţă a undei slabe, care se propagă în sens invers, este

$$|\omega_0 + (\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{v}) - \omega| \leqslant \Gamma.$$

Comparînd cele două condiţii, se poate observa că aceste două unde vor interacţiona cu atomi diferiţi, dacă frecvenţa cîmpului este dezacordată, faţă de centrul liniei, cu mai mult decît Γ. Dacă frecvenţa cîmpului coincide cu centrul liniei, atunci ambele unde vor interacţiona cu aceiaşi atomi, şi anume cu cei care au proiecţia vitezei pe direcţia undei egală cu zero. Deoarece este realizată deja saturarea coeficientului de absorbţie, rezultă că absorbţia undei slabe din centrul liniei se micşorează rezonant.

Lărgimea rezonanţei se determină cu ajutorul lărgimii omogene şi poate fi, în gazele moleculare, foarte mică : $10^4 - 10^5$ Hz. Dacă linia constă din cîteva componente, atunci groapa de rezonanţă se va observa în centrul fiecăreia dintre ele. Aşadar, această metodă permite o rezolvare lesnicioasă a structurii fine a unei linii mascate de lărgimea Doppler (fig. 15.6).

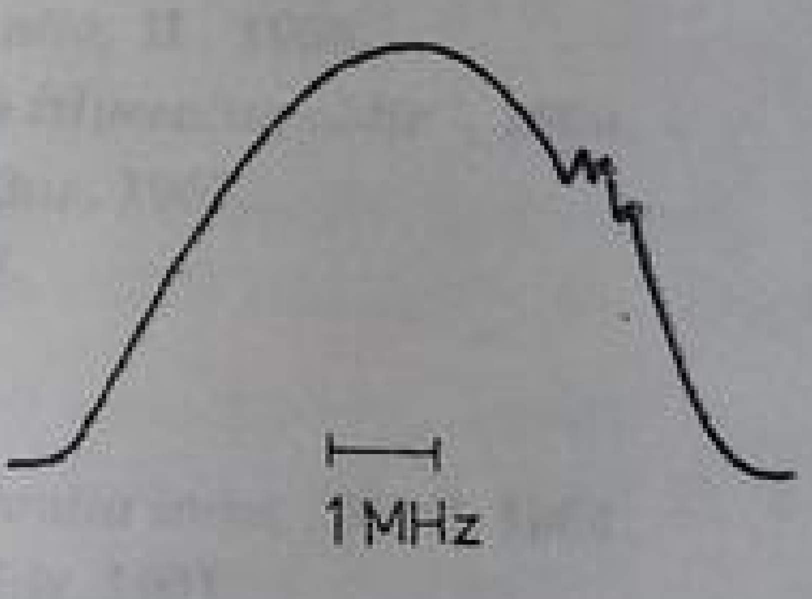


Fig. 15.6. Rezonanţe înguste în cazul saturaţiei absorbţiei benzii moleculei SF_6, sub acţiunea radiaţiei unui laser cu CO_2, în apropierea liniei $\lambda = 10{,}6$ μm [15.15].

Rezonanţe atît de înguste stau azi la baza noilor metode de stabilire a frecvenţei laserilor. Cu ajutorul lor s-a reuşit să se obţină reproductibilitatea unei frecvenţe de $3 \cdot 10^{-14}$ şi o stabilitate de lungă durată de $5 \cdot 10^{-15}$ [15.13]. Rezonanţele neliniare permit măsurarea frecvenţei tranziţiilor cu o înaltă precizie, permit studiul structurii liniilor şi împing puterea de separare a metodelor optice pînă la $10^{11}-10^{12}$.

Difuzia radiaţiei laser în plasmă. În ultimii 10—15 ani observarea luminii difuzate în plasmă a devenit o metodă larg răspîndită de diagnosticare a plasmei. Un important avantaj al acestei metode constă în faptul că, focalizînd radiaţia laser într-un volum mic, se pot obţine valorile locale ale parametrilor plasmei.

Într-o plasmă de densitate relativ scăzută difuzia se produce pe electronii liberi (difuzia Thompson). În acest caz, din conturul liniei radiaţiei difuzate se poate determina nu numai temperatura electronilor, T_e, ci şi funcţia lor

de distribuţie după viteze. Energia radiaţiei difuzate, însumată pe contur, este proporţională cu concentraţia electronică. Într-o plasmă densă difuzia se produce pe fluctuaţiile densităţii electronice (difuzia colectivă). În acest caz din spectrul de difuzie se pot determina frecvenţele vibraţiilor plasmei, iar din lărgimea vîrfului central (ionic), temperatura ionilor , T_i.

Pentru observarea difuziei se poate folosi radiaţia laser de orice lungime de undă. Însă secţiunea de difuzie a radiaţiei pe electroni este foarte mică ($\sigma_e = 6{,}6 \cdot 10^{-25}$ cm^2), ceea ce impune nişte condiţii stricte faţă de energie şi faţă de puterea laserilor folosiţi pentru diagnosticarea plasmei. În majoritatea lucrărilor se utilizează laseri cu rubin, pulsaţi.

Folosirea laserilor cu coloranţi a permis să se observe fluorescenţa de rezonanţă şi, din conturul liniei studiate, să se măsoare temperatura ionică. Experienţe de acest gen au fost efectuate cu o plasmă care conţinea impurităţi de atomi de bariu, ai cărui ioni au linii de absorbţie care se află în domeniul vizibil al spectrului [15.19].

S-a observat, de asemenea, o difuzie de rezonanţă în cazul absorbţiei luminii de către atomii de heliu excitaţi, care ocupă nivele metastabile. Laserul acordabil a făcut posibilă măsurarea pe o întreagă serie de linii, iar din lărgirea Stark a liniei de 4471 Å ($4d^3D - 2p^3P$), a cărei semilărgime (corectată de lărgimea Doppler) era de 0,04 Å, s-a determinat o concentraţie a electronilor, $N_e \approx 3 \cdot 10^{-12}$ cm^{-3} [15.20].

BIBLIOGRAFIE

PREFAȚA ȘI INTRODUCEREA

1. S. E. Friș, *Tehnika spektroskopii*, Izd-vo LGU, 1936.
2. Dj. Garrison, R. Lord, Dj. Lufburov, *Prakticeskaia spektroskopiia*, IL, 1950.
3. R. Soier, *Eksperimentalnaia spektroskopiia*, IL, 1953.
4. K. I. Tarasov, *Spektralnîe pribori*, ,,Mașinostrenie'', 1968.
5. I. M. Naghibina, V. K. Prokofiev, *Spektralnie pribori i tehnika spektroskopii*, ,,Mașinostrenie'', 1967.
6. A. S. Toporeț, *Monohromatori*, Gostehizdat, 1955.
7. I. V. Peisahson, *Optika spektralnîh priborov*, ,,Mașinostroenie'', 1975.
8. I. N. Gorohovski, T. M. Levenberg, *Obșciaia sensitometriia*, ,,Iskusstvo'', 1963.
9. I. N. Gorohovski, *Spectralnîe issledovaniia fotograficeskogo umnojiteli*, Gostehizdat, 1957.
10. N. O. Cecik, S. M. Fainștein, T. M. Lifșiț, *Electronnîe umnojiteli*, Gostehizdat, 1957.
11. N. A. Soboleva, J. G. Berkovski, N. O. Cecik, R. E. Eliseev, *Fotoelektriceskie pribori*, ,,Nauka'', 1965.
12. V. K. Prokofiev, *Fotograficeskie metodî kolicestvennogo spektralnogo analiza metallov i splavov*, c. I i II, Gostehizdat, 1951.
13. A. N. Zaidel, N. I. Kaliteevski, L. V. Lipis, M. P. Ceaika, *Emissionnii spetralnii analiz atomnîh materialov*, Fizmatghiz, 1960.
14. V. M. Ciulanovski, *Vvedenie v molekulearnii spektralnii analiz*, Gostehizdat, 1951.
15. B. V. Lvov, *Atomno-absorbționnii spektralnîi analiz*, ,,Nauka'', 1966.
16. O. P. Bocikova, E. I. Șreider, *Spectralnîi analiz gazovîh smesei*, Fizmatghiz, 1963.
17. J. Lekont, *Infrakrasnoe izlucenie*, Fizmatghiz, 1958.
18. R. Smit, F. Djons, R. Cesmer, *Obnarujenie i izmerenie infrakrasnogo izluceniia*, IL, 1959.
19. J. Șol, I. Marfan, M. Miunș, P. Torel, P. Kombet, *Priemniki infrakrasnogo izluceniia*, ,,Mir'', 1969.
20. A. N. Zaidel, E. I. Șreider, *Spektroskopiia vacuumnogo ultrafioleta*, Fizmatghiz, 1967.
21. F. A. Korolev, *Spektroskopiia visokoi cazreșaiușcei sili*, Gostehizdat, 1953.
22. S. Tolanski, *Spektroskopiia visokoi razreșaiușcei sili*, IL, 1955.
23. I. V. Skokov, *Mnogolucevie interferometri*, ,,Mașinostrenie'', 1969.
24. I. Brandmiuller, G. Mozer, *Vvedenie v spektroskopiiu kombinaționogo rasscianiia sveta*, ,,Mir'', 1964.
25. *Liumenesțentnîi analiz*, pod red. M. A. Konstantinovoi-Șlezingher, Fizmatghiz, 1961.
26. S. G. Rautian, ,,U.F.N.'', **66**, 475 (1958).
27. L. A. Halfin, ,,Opt. i spektr.'', **26**, 1065 (1969).
28. G. G. Petraș, ,,Trudî FIAN'', im. P. N. Lebedeva, **27**, 3 (1964).
29. L. A. Halfin, ,,D.A.N. S.S.S.R'', **122**, 1007 (1958).

CAPITOLUL 1

1.1. G. G. Sliusarev, *Gheometriceskaia optika*, Izd-vo AN SSSR, 1946.
1.2. C. C. Baly, *Spectroscopy*, London, v. 1, 1924.
1.3. H. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, B. 1, 1900.
1.4. V. N. Ciurilovski, *Teoriia opticeskih priborov*, ,,Mașinostroenie'', 1966.
V. și [1], [6].

CAPITOLUL 2

2.1. G. W. Stroke, in *Handbuch der Physik*, B. 29, S. 426, Berlin, 1967.
2.2. G. W. Stroke, „Progress in Optics", **2**, 3 (1963).
2.3. F. M. Gherasimov, I. A. Teltevski, S. S. Naumov, S. N Snijarski, S. V. Nesmelov, „Opt. i spektr", **4**, 777 (1958).
2.4. I. I. Ostrovski, *Golografiia i ee primenenie*, „Nauka", 1973.
2.5. T. A. Shankoff, R. K. Curran, „Appl. Phys. Lett.", **13**, 239 (1968).
2.6. J. Cordelle et al., „Nouv. Rev. d'Optique applique", **1**, 149 (1970).
V. și [1] [2] și [3].

CAPITOLUL 3

3.1. W. G. Fastie, „J. Quant, Spectr. Rad. Trans.", **3**, 507 (1963).
3.2. K. D. Mielenz, „J.O.S.A.", **57**, 66 (1967).
3.3. P. H. van Cittert, „Z. Phys.", **69**, 296 (1931).
3.4. L. V. Smirnov, „J.T.F.", **21**, 1486 (1951).
3.5. P. Jakino, „U.F.N.", **78**, 123 (1962).
3.6. B. A. Kiselev, P. F. Parșin, „Opt. i spektr.", **17**, 940 (1964).
3.7. W. Eckhardt, „Z. Phys.", **159**, 405 (1960).
V. și [1], [2], [3], [6], [7], [13].

CAPITOLUL 4

4.1. D. D. Maksutov, *Izgotovlenie i issledovanie astronomiceskoi optiki*, OGIZ, 1948.
4.2. G.G. Sliusarev, *Metodi rasciota opticeskih sistem*, „Mașinostroenie", 1969.
4.3. *Spravocinik konstruktora optiko-mehaniceskih priborov* (pod red. M. I. Krugera i V. A. Panova), Mașghiz, 1963.
4.4. D. L. Garret, J. D. Purcell, R. Tousey, „Appl. Opt.", **1**, 726 (1962).
V. și [4] și [6].

CAPITOLUL 5

5.1. E. Preuss, „Heidelberger Beitr. Mineral und Petrogr.", **4**, 163 (1954).
5.2. M. Born, E. Wolf, *Osnovi optiki*, „Nauka", 1970.
5.3. M. Franson, S. Slanski, *Kogerentnost v optike*, „Nauka", 1967.
5.4. N. S. Kapani, *Volokonnaia optika*, „Mir", 1969.
5.5. V. B. Veinberg, D. K. Sattarov, *Optika svetovodov*, L., „Mașinostroenie", 1969.
5.6. I. I. Ostrovski, *Avtorskoe svidetelstvo*, nr. 149599, „Biulleten izobretenii", nr. 16 za 1962 g.
V. și [1], [2], [3], [4], [5], [12], [13], [20], [1.2], [1.3].

CAPITOLUL 6

6.1. P. Jacquinot, „JOSA", **44**, 761 (1954).
6.2. P. Jacquinot, „Reports on Prog. Phys", **23**, 267 (1960).
6.3. M. P. Ceaika, „Opt. i spektr.", **3**, 372 (1957).
6.4. J. Roig, „J. de Phys. et le rad.", **19**, 284 (1958).

6.5. P. Jacquinot, Ch. Dufour, „J. Rech. cent. Nat. Rech. Scient.", 1, 91 (1948).
6.6. G. M. Malişev, A. I. Riskin, „Opt. i spektr.", **17**, 799 (1964); G. M. Malişev, E. A. Ptiţina, „J. prikl. spektr.", **5**, 288 (1966).
6.7. J. Katzenstein, „Appl. Opt.", **4**, 263 (1965).
6.8. Ch. Dufour, „Ann. de Phys.", **6**, 5 (1951).
6.9. A. G. Jiglinski, A. N. Zaidel, G. G. Kund, „Opt. i spektr.", **10**, 792 (1961).
6.10. P. Connes, „Rev. Opt.", **35**, 37 (1956).
6.11. P. Connes, „J. Phys. Rad.", **19**, 262 (1958).
6.12. M. Hercher, „Appl. Opt.", **7**, 951 (1968).
V. şi [1], [5], [21], [22], [23], [3.4].

CAPITOLUL 7

7.1. *Uspehi naucinoi fotografii*, tt. VI i IX.
7.2. *High Speed Photography*. Proc. of the 8th Int. Congress, Stockholm, 1968.
7.3. *Visokoskorostnaia kinofotosemka v nauke i tehnike*, IL, 1955.
7.4. F. Ekkart, *Elektronno-opticeskie preobrazovateli izobrajenii i usiliteli rentgenoskogo izobrajenia*, Gosenergoizdat, 1961.
7.5. P. V. Şceglov, *Elektronnaia teleskopiia*, Fizmatghiz, 1963.
7.6. „Adv. in Electronics and Electr. Phys.", vv. XII, 1960; XVI, 1962; 22 B, 1966.
7.7. I. E. Nesterihin, R. I. Solouhin, *Metodi skorostnih izmerenii v gazodinamike i fizike plazmi*, „Nauka", 1967.
7.8. M. M. Butslov, A. G. Plahov, V. V. Şapkin, „Opt. i spektr.", **12**, 419 (1962).
7.9. M. M. Butslov, A. G. Plahov, V. V. Şapkin, N. M. Iaşin, „Opt. i spektr.", **16**, 329 (1964).
7.10. E. K. Zavoisky, S. D. Fanchenko, „Appl. Opt.", **4**, 1155 (1965).
7.11. B. G. Podlaskin, A. I. Riskin, „Tehnika kino i televideniia", nr. 5, 50 (1964).
7.12. D. I. Baker, A. I. Steed, „Appl. Opt.", **7**, 2190 (1968).
7.13. S. A. Jonson, W. M. Fairbank, A. L. Schawlow, „Appl. Opt.", **10**, 2259 (1971).
7.14. M. M. Gurevici, K. I. Koleadin, „OMP", nr. 6, 31 (1961).
7.15. P. English, M.G.W. Dingle, „J. Scient. Instr.", **43**, 121 (1966).
7.16. Ch. H. Church, L. Gampel, „Appl. Opt.", **5**, 241 (1966).
7.17. N. G. Deacenko, „Opti. i spectr.", **8**, 398 (1960).
7.18 A. A. Besşapoşnikov, I. H. Kuciuberiia, T. S. Malnikova, N. S. Simonova, „PTE", nr. 4, 170 (1965).
7.19. M. M. Butslov, V. S. Komelnikov, I. E. Nesterihin, „Uspehi naucinoi fotografii", **7**, 72 (1964).
7.20. D. Steinhaus, H. Grosswhite, G. Dieke, „Spectrochim Acta", **5**, 436 (1953); „JOSA", **41**, 299 (1951).
7.21. S. Brodersen, „JOSA", **43**, 1216 (1953).
7.22. O. D. Dmitrievski, V. A. Nikitin, „OMP", nr. 4, 9 (1957); O. D. Dmitrievski, B. S. Neporent, V. A. Nikitin, „UFN", 64, 447 (1958).
7.23. A. S. Dubovik, *Fotograficeskaia reghistraţiia bistroprotekai ;;cih proţessov*, izd. 2, „Nauka", 1975.
7.24. S. G. Grenişin, I. P. Şcepetkin, S. G. Andrianov, R. A. Esin, „OMN", nr. 1 (1961).
7.25. S. M. Rivkin, *Fotoelektriceskie iavleniia v poluprovodnikah*, Fizmatghiz, 1963.
7.26. A. Bardocz, „Spectrochim Acta", **5**, 397 (1953); **7**, 307, 238 (1955).
7.27. G. P. Katis, N. V. Kravţov, L. N. Cirkov, S. M. Konovalov, *Moduleaţiia i otklonenie opticeskogo izluceniia*, „Nauka", 1967.
7.28. I. F. Balaşov, M. P. Vaniukov, V. R. Muratov, E. V. Nilov, „Opt. i spektr.", **10**, 540 (1961).
7.29. G. D. Salamandra, *Visokoskorostnaia semka şliren-metodom*, „Nauka", 1965.
7.30. I. I. Komissarova, G. B. Ostrovskaia, T. I. Celidze, „J. prikl. spektr.", 6, 557 (1967).
7.31. S. P. Zagorodnikov, G. E. Smolkin, G. V. Şolin, „JETF", **45**, 1850 (1963).
7.32. F. D. Harrington, *Proc. of 5th Intern. Congress on High Speed Photogr.*, N. Y., 1962, p. 272.
7.33. G. G. Miln, T. E. Putman, Z. Standenmajer, „University of Rochester", July, 31 (1956).
7.34. S. G. Grenishin, A. S. Dubovik, P. V. Kevlishvili, G. P. Ilyuashin, S. N. Sidorov, *Prog. of the 8th Int. Congress of High Speed Photogr.*, Stockholm, 1968, p. 186.

7.35. S. G. Grenishin, R. A. Ejesin, A. S. Kolesnikov, tam je, p. 192.
7.36. A. N. Zaidel, G. M. Malişev, A. B. Berezin, G.T. Razdobarin, ,,JTF'', **30**, 1437 (1960).

CAPITOLUL 8

8.1. *Infrakrasnaia spektroskopiia visokogo razreşeniia*, Sb. pod. red. G. N. Jijina, ,,Mir'', 1972.
8.2. P. Connes, ,,Opt. Acta'', **4**, 136 (1957).
8.3. P. Jacquinot, ,,Report on Prog. Phys.'', **23**, 267 (1960).
8.4. V. M. Arhipov, G. A. Ievlev, B. A. Kiselev, S. P. Rozov, ,,OMP'', nr. 11, 21 (1966).
8.5. A. Girard, ,,Appl. Opt.'', **2**, 79 (1963).
8.6. P. Connes, ,,Sci. Amer.'', **219**, 72 (1968).
8.7. B. A. Kiselev, I. D. Puşkin, ,,OMP'', nr. 8, 33 (1966).
8.8. L. Merţ, *Integralnie preobrazovaniia v optike*, ,,Mir'', 1969.
8.9. I. P. Petrov, B. N. Greciuşnikov, ,,Opt. i spektr.'', **19**, 151 (1965).
8.10. G. W. Stroke, A. T. Funkhouser, ,,Phys. Lett.'', **6**, 272 (1965).
8.11. N.J.A. Sloane, ,,Appl. Opt.'', **8**, 2103 (1969).
8.12. J. A. Decker, Jr., M. Harwit, ,,Appl. Opt.'', **8**, 2552 (1969).
8.13. J. A. Decker, Jr., ,,Opt. Spectra'', **4** (4), 45 (1970).
8.14. G. Dj. Raizer, *Kombinatornaia matematika*, ,,Mir'', 1966.
8.15. P. Hansen, J. Strong, ,,Appl. Opt.'', **11**, 502 (1972).
V. şi [4], [5] şi [3.4].

CAPITOLUL 9

9.1. *Katalog ţvetnogo stekla*, ,,Maşinostroenie'', 1967.
9.2. V. A. Ghinzburg, *Svetofiltri*, ONTI, 1936.
9.3. V. A. Faas, *Svetofiltri*, Kinofotoizdat, 1936.
9.4. A. Meier, E. Zeitţ, *Ultrafioletovoe izlucenie*, IL, 1952.
9.5. K. A. Ingersoll, ,,Appl. Opt.'', **11**, 2473 (1972); **12**, 1394 (1973).
9.6. V. A. Rosleakova, A. M. Finkelştein, *Materiali X Vsesoiuznogo soveşceaniia po spektroskopii*, t. I, 1957, str. 352.
9.7. R. Vud, *Optika*, ONTI, 1936.
9.8. W. R. Brode, *Chemical Spectroscopy*, N. Y., 1943.
9.9. A. M. Robinson, T. Oventon, ,,Analyst'', **76**, 416 (1951).
9.10. T. Moss, *Opticeskie svoistva poluprovodnikov*, IL, 1961.
9.11. E. V. Voronkov, B.N. Greciuşnikov, G. I. Distler, I. P. Petrov, *Opticeskie materiali dlea infrakrasnoi tehniki*, ,,Nauka'', 1965.
9.12. G. V. Rozenberg, *Optika tonkosloinih pokritii*, Fizmatghiz, 1958.
9.13. K. Fragstein, ,,Ann. de Phys." (5 Folge) **31**, 443 (1938).
9.14. S. B. Ioffe, T. A. Smirnova, ,,Opt. i spektr.'', **22**, 288 (1967); **23**, 143 (1967).
9.15. V. A. Bogrest, G. V. Veinberg, A. N. Zaidel, A. A. Petrov, *Materiali X Vsesoiuznogo soveşceaniia po spektroskopii*, t. II, 1958, str. 207.
9.16. D. Strong, *Tehnika fiziceskogo eksperimenta*, Leninzdat, 1948.
9.17. E. Angherer, *Tehnika fiziceskogo eksperimenta*, Fizmatghiz, 1962.
9.18. U. Şerkliff, *Polearizovannii svet*, ,,Mir'', 1965.

CAPITOLUL 10

10.1. *Diagnostika plazmi*, ,,Mir'', 1967.
10.2. G. Grim, *Spektroskopiia plasmi*, Atomizdat, 1969.
10.3. A. Unzold, *Fizika zvezdnih atmosfer*, IL, 1949.

10.4. *Atomnie i molekulearnie protessi*, ,,Mir'', 1964.
10.5. I. B. Zeldovici, I. P. Raizer, *Fizika udarnih voln i visokotemperaturnih ghidrodinamiceskih iavlenii*, ,,Nauka'', 1966.
10.6. S. E. Friş, *Opticeskie spektri atomov*, Fizmatghiz, 1963.
10.7. M. A. Eliaşevici, *Atomnaia i molekulearnaia spektroskopiia*, Fizmatghiz, 1962.
10.8. G. Ribo, *Opticeskaia pirometriia*, GTTI, 1934.
10.9. A. Meier, E. Zeitţ, *Ultrafioletovie izlucenie*, IL, 1952.
10.10. D. Chalonge, ,,Ann. de Phys.'', **1**, 123 (1934).
10.11. S. I. Levikov, L. P. Şişaţkaia, ,,Opt. i spektr.'', **11**, 689 (1961).
10.12. S. I. Levikov, ,,J. prikl. spektr.'', **3**, 473 (1965).
10.13. G. Menke, L. Menke, *Vvedenie v lazernii emissionnii mikroskopiceskii analiz*, ,,Mir'', 1968.
10.14. T. P. Evtuşenko, G. V. Ostrovskaia, ,,JTF'', **40**, 1067 (1970).
10.15. N. A. Kapţov, *Elektriceskie iavleniia v gazah i vakuume*, Gostehizdat, 1950.
10.16. A. P. Ivanov, *Elektriceskie istociniki sveta*, Gostehizdat, 1955.
10.17. H. Krefft, F. Rössler, A. Rüttenauer, ,,Z. Techn. Phys.'', **18**, 20 (1937).
10.18. M. I. Epştein, *Spektralnie izmereniia v elektrovakuumnoi tehnike*, ,,Energhiia'', 1970.
10.19. N. S. Sventiţki, *Vizualnie metodi emissionnogo spectralnogo analiza*, Fizmatghiz, 1961.
10.20. A. S. Koroteev, A. M. Korostilev, V. V. Koba, M. A. Lomovţev, V. A. Kuţevalov, B. V. Celoznov, *Gheneratori nizkotemperaturnoi plazmi*, ,,Nauka'', 1969.
10.21. S. N. Ganz, A. P. Melnik, V. D. Parhomenko, *Plazma v himiceskoi tehnologhii*, Kiev, 1969.
10.22. I. P. Raizer, Pisma ,,JETF'', **11**, 195 (1970).
10.23. N. A. Gheneralov, V. P. Zimakov, G. I. Kozlov, V. A. Masiukov, I. P. Raizer, Pisma ,,JETF'', **11**, 447 (1970).
10.24. B. I. Moskalev, *Razread s polim katodom*, ,,Energhiia'', 1969
10.25. A. G. Jiglinski, V. I. Noskov, ,,Vestnik LGU'', nr. 10, 34 (1967).
10.26. Kvantovaia elektronika, ,,Sovetskaia enţiklopediia'', 1969.
10.27. L. Allen, D. Djons, *Osnovi fiziki gazovih lazerov*, ,,Nauka'', 1970.
10.28. A.L. Mikaelean, M.L. Ter-Mikaelean, I.G. Turkov, *Opticeskie gheneratori na tverdom tele*, ,,Sov. radio'', 1970.
10.29. B. R. Belostoţki, I. V. Liubavski, V. M. Ovcinikov, *Osnovi lazernoi tehniki*, ,,Sov. radio'', 1972.
10.30. B. I. Stepanov, A. N. Rubinov, ,,UFN'', **95**, 45 (1968).
10.31. V. S. Letohov, S. L. Mandelştam, ,,Vestnik AN SSSR'', nr. 3, 40 (1971).
10.32. M.M. Loiko, V. A. Mostovnikov, V. S. Motkin, A. N. Rubinov, ,,PTE'' nr. 3, 201 (1972).
10.33. V. K. Bazarov, *Poluprovodnikovie lazeri i ih primenenie*, ,,Energhiia'', 1969.
10.34. S. Bashkin, ,,Appl. Opt.'', **7**, 2341 (1968).

CAPITOLUL 11

11.1. N. R. Batarciukova, *Novoe opredelenie metra*, Gos komitet standardov, mer i izm. priborov SSSR, 1964.
11.2. B. Edlen, ,,Trans. IAU'', **12A**, 137 (1965).
11.3. B. Edlen, ,,Trans IAU'', **10**, 211 (1960).
11.4. B. Edlen, *The Hystory and Present State of Wavelengths Stand*: *Vol. Jubiliaire à l'honneur d'Alfred Kastler*, Press. Univ., Paris, 1969.
11.5. W. F. Meggers, R. W. Stenley, ,,J. Res. Bur. of Stand.'', **61**, 95 (1958).
11.6. A. Davison, R. W. Stenley, A. Jiaccetti, ,,Trans. IAU'' **11A**, 97 (1962).
11.7. B. Edlen, ,,JOSA'', **43**, 339 (1953).
11.8. C. D. Coleman, W. R. Bozman, W. F. Meggers, Table of Wavenambres, v. I. 1960.
V. şi [1], [2], [3], [4], [7], [20].

TABELE ŞI ATLASE DE LINII SPECTRALE

11.9. A. N. Zaidel, V. K. Prokopiev, S. M. Raiski, V. A. Slavnii, E. I. Şreider, *Tablifi spektralnîh linii*, „Nauka", 1969.

11.10. A. R. Striganov, N. S. Sventiţki, *Tablifi spektralnîh linii neitralnîh i ionizovannîh atomov*, Atomizdat, 1966.

11.11. S. K. Kalinin, V. L. Marzuvanov, *Atlas spektra jeleza, 3718—9739Å*, Alma-Ata, 1954.

11.12. S. K. Kalinin, V. L. Marzuvanov, E. E. Fain, *Spektralnie linii dlea analiza mineralnogo sîrea*, Izd-vo AN Kaz. SSR, 1957.

11.13. S. K. Kalinin, S. M. Muhtarov, V. L. Marzuvanov, *Atlas dugovogo spektra jeleza*, „Maşinostroenie", 1965.

CAPITOLUL 12

12.1. *Svoistva fotograficeskih materialov na prozracinoi podlojke*, pod. red. I. N. Gorohovskogo i S. S. Ghileva, Gostehizdat, 1955.

12.2. I. N. Gorohovski, V. P. Baranova, *Svoistva cerno-belih fotograficeskih plenok*, „Nauka", 1970.

12.3. P. Fellghett, *Issledovanie priemnikov izobrajeniia*, v cn. Nastoiaşcee i buduşcee teleskopov umerennogo razmera, IL, 1960, str. 57—87.

12.4. O. A. Grigorieva, A. G. Jiglinski, v. sb. *Nekotorie voprosi spektralnogo analiza*, LDNTP, 1968.

12.5. I. I. Bokinik, *Opticeskaia sensibilizaţiia*, „Iskusstvo", 1937.

12.6. V. P. Mikulin, *Fotoreţepturnîi spravocinik*, „Iskusstvo", 1958.

12.7. I. V. Podmoşenski, V. M. Şelemina, „OMP", nr. 1, 49 (1960).

12.8. J. Junkes, W. Salpeter, „Metallurgia Italiana", **49**, 425 (1957).

12.9. V. P. Koronkevici, E. B. Kolesova, „Opt. i spektr.", 10, 268 (1961).

12.10. L. V. Sokolova, „Zavod. lab.", **30**, 50 (1964).

12.11. S. I. Lukianov, *Fotoelemenfi*, Izd-vo AN SSSR, 1948.

12.12. I. I. Anisimova, B. M. Gluhovskoi, *Fotoelektronnîe umnojiteli*, „Sov. radio", 1974.

12.13. E. I. Antonov, V. I. Ilin, E. A. Kolenko, I. V. Petrovski, A. I. Smirnov, *Ustroistva dlea ohlajdeniia priemnikov izluceniia*, „Maşinostroenie", 1969.

12.14. A. N. Perţev, A. N. Pisarevski, *Odnoeletronnie harakteristiki FEU i ih primenenie*, Atomizdat, 1971

12.15. P. H. Wendaland, *Electronics*, **44**, nr. 11, 50 (1971).

12.16. P. P. Webb, R. J. Mc Intyre, „Bull. Amer. Phys. Soc.", Ser II, 15, 813 (1970).

12.17. A. M. Bonci-Bruevici, *Radioelektronika v eksperimentalnoi fizike*, „Nauka", 1966.

12.18. V. A. Slavnii, I. S. Abramson, *Problemi spektralnogo analiza*, Materiali seminara nr. 1, MDNTP, Moskva, 1964, str. 19.

CAPITOLUL 13

13.1. G. V. Ostrovskaya, A. N. Zaidel, „Phys. Lett.", **26A**, 393 (1968).

13.2. Tj. Hollander, B. J. Jansen, J. J. Plaat, C. Alkemade, „J. Quant. Spectr.", **10**, 1301 (1970).

13.3. I. I. Ostrovski, N. P. Penkin, „Opt. i spektr.", **11**, 3 (1961).

13.4. R. E. Honig, D. A. Kramer, „RCA Rev.", **30**, 285 (1969).

13.5. V. S. Veselovski, I. V. Şmanenkov, E. V. Nosacev, *Nagrevatelnie pribori v laboratornoi praktike*, Goshimizdat, 1951.

13.6. A. Gheidon, *Spektroskopiia plamen*, IL, 1959.

13.7. N. S. Poluektov, *Metodi analiza po fotometrii plameni*, Goshimizdat, 1959.

13.8. F. Burriel-Marti, H. Ramires-Munos, *Fotometriia plamen*, IL, 1962.

13.9. A. Gheidon, *Udarnaia truba v himiceskoi fizike vîsokih temperatur*, „Mir", 1966.
13.10. E. Stupocenko, S. Losev, A. Osipov, *Relaksaţionnîe proţessî v udarnîh volnah*, „Nauka", 1965.
13.11. I. I. Korovin, V. A. Kuciumov, „Zavod. lab.", **36**, 1058 (1970).

CAPITOLUL 14

14.1. D. S. Rojdestvenski, *Rabotî po anomalnoi dispersii v parah metalov*, Izd-vo AN SSSR, 1951.
14.2. I. I. Ostrovski, N. P. Penkin, „Opt. i spektr.", **5**, 345 (1958).
14.3. A. J. Moses, *Optical Materials Properties*, IFI/Plenum, N.Y., 1971.
14.4. G. K. Tumakaev, V. R. Lazovskaia, v sb. *Aerofiziceskie issledovaniia sverzvukovîh tecenii*, „Nauka", 1967.
14.5. I. P. Yavor, Yu. L. Serov, „Phys. Lett.", **39A**, 109 (1972).
14.6. *Fiziceskie izmereniia v gazovoi dinamike i pri gorenii*, pod red. R. Ladenburga, IL, 1957.
14.7. A. M. Şuhtin, v sb. *Spektroskopiia gazorazreadnoi plazmî*, pod red. S. E. Frişa, „Nauha", 1970, str. 110.
14.8. A. M. Şuhtin, „Opt. i spektr.", **10**, 436 (1961).
14.9. I. I. Ostrovski, „OMP", nr. 11, 35 (1962).
14.10. G. P. Starţev, „DAN SSSR", **96**, 1182 (1954).

CAPITOLUL 15

15.1. B. I. Stepanov, A. N. Rubinov, „UFN", **95**, 45 (1968).
15.2. E. B. Dunning, E. D. Stokes, R. F. Stebbing, „Opt. Comm.", **6**, 63, (1972).
15.3. A. K. Rusanov, *Osnovî kolicestvennogo spektralnogo analiza rud i mineralov*, „Nedra", 1971.
15.4. M. B. Denton, H. V. Malmstadt, „Appl. Phys. Lett.", **18**, 485 (1971).
15.5. M. R. Bowman, A. J. Gibson, M. C. W. Sandford, „Nature", **221**, 457 (1969).
15.6. A. J. Gibson, M. C. W. Sandford, „Nature", **239**, 511 (1972).
15.7. N. C. Peterson et al., „J. Opt. Soc. Am.", **61**, 746 (1971).
15.8. R. A. Keller, E. F. Zalewski, N. C. Peterson, „J. Opt. Soc. Am.", **62**, 319 (1972).
15.9. T. Ghilson, P. Hendra, *Lazernaia spektroskopiia v himii*, „Mir", 1973.
15.10. K. A. Bikmuhametov, V. M. Klementiev, V. P. Cebotaev, *Kvantovaia elektronika*, 2, 489 (1975).
15.11. R. Schieder, H. Walther, L. Wöste, „Opt. Comm.", **5**, 337 (1972).
15.12. R. E. Grove et al., „Phys. Lett.", **23**, 442 (1973).
15.13. V. S. Letohov, V. P. Cebotaev, *Prinţipî nelineinoi lazernoi spektroskopii*, „Nauka", 1975.
15.14. V. S. Letohov, V. P. Cebotaev, „UFN", **113**, 385 (1974).
15.15. V. S. Letohov, V. P. Cebotaev, Pisma k „JETF", **9**, 364 (1969).
15.16. O.N. Kompaneeţ, V. S. Letohov, „JETF", **62**, 1302 (1972).
15.17. G. M. Malişev, „JTF", **35**, 2129 (1965).
15.18. G. M. Malişev, G. T. Razdobarin, v sb. *Diagnostika plazmî*, ci. III, Atomizdat, 1973, str. 177.
15.19. D. Dimock, E. Hinnov, L. C. Jonson, „Phys. Fluids", **12**, 1730 (1969).
15.20. C. F. Burrell, H. J. Kunze, „Phys. Rev. Lett.", **28**, 1 (1972).

INDEX

CUPRINS

Redactor: VIRGIL SPULBER
Tehnoredactor: CONSTANTIN IORDACHE

Coli de tipar: 29,5. Bun de tipar 25.01.1984

---

c. 225 I. P. Informația
Str. Brezoianu nr. 23–25
București